Office - Peters Ho

Physikalische Zeitschrift

Oberlin Col... Library
AUG 25 1925

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. P. Debye, Prof. Dr. F. Harms und Prof. Dr. R. Seeliger

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 13. Ausgegeben am 31. Juli 1925. No. 689. Printed in Germany. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

G. Kirsch, Über den Vorgang bei der „Atomzertrümmerung" durch *a*-Strahlen.
K. C. Kar, Die kinetische Theorie der Kompressibilität der Lösungen und binären Flüssigkeitsgemische.
S. J. Wawilow, Die optischen Interferenzversuche und die Comptonsche Verschiebung.
L. Bergmann, Eine Bemerkung zur Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe.
J. Narbutt, Eine annähernde Berechnung der Atomschwingungszahlen der Elemente der nullten Gruppe des periodischen Systems der Elemente.
R. Seeliger u. J. Schmekel, Bemerkung über Gasentladungen bei sehr kleinen Stromstärken.
W. Bothe, Nachtrag (zu der Notiz über „Die Energiebilanz für die Absorption der Röntgenstrahlen").
L. Schiller, Das Widerstandsgesetz der turbulenten Strömung in Rohren.
St. Meyer, Bemerkung zu den Magnetisierungszahlen seltener Erden.

Besprechungen:

Th. v. Kármán u. T. Levi-Civita, Vorträge aus dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik.
W. Ostwald, Farbkunde.

Tagesereignisse. Personalien. Angebote.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

VERLAG S. HIRZEL / LEIPZIG

Von Hütte zu Hütte

Führer zu den Schutzhütten der Ostalpen

Von **Dr. Jos. Moriggl**
Generalsekretär d. Deutschen u. Österreichischen Alpenvereins

I. Bd: Bregenzer Wald, Allgäuer Alpen und Tannheimer Gruppe, Lechtaler Alpen, Wettersteingebirge, Karwendelgebirge, Rofangruppe, Bayerische Voralpen westlich des Inn. 3. Aufl. 1922. Ganzleinenband M. 5.—
II. Bd.: Rhätikon, Ferwallgruppe, Silvretta u. Samnaungruppe, Oetztaler und Stubaier Alpen. 2. Aufl. 1922. Halbleinenband M. 4.—
III. Bd.: Zillertaler Alpen, Venediger-Gruppe, Rieserferner-Gruppe, Villgratner Berge, Granatspitz-Gruppe, Glockner-Gruppe, Schober-Gruppe, Kitzbüheler Alpen. 2. Aufl. 1924. Ganzleinenband M. 5.—
VI. Bd.: Kaisergebirge, Chiemgauer Alpen, Salzburgische u. Steierische Kalkalpen, Ober- u. Niederösterr. Voralpen, Cetische Alpen. 2. Aufl. 1925. Ganzleinenband ca. M. 6.—
IV. Bd.: Sesvenna, Ortler, Adamello, Etschtaler-, Sarntaler Alpen, Dolomiten, Fleimstaler-, Vicentiner- u. Belluneser Alpen. (2. Aufl. erscheint 1926.)
V. Bd.: Östliche Hohe Tauern, Niedere Tauern, Norische Alpen, Südöstliche Kalkalpen. (2. Auflage erscheint 1927.)

Aus den zahlreichen Besprechungen: . . . Der Führer bietet weit mehr, als der Titel besagt. Es sind Hunderte von Wegen, die bisher noch in keinem einzigen Reiseführer, auch nicht im „Hochtouristen" so beschrieben sind, daß man sich danach zurechtfinden und die Schwierigkeiten des Weges abschätzen könnte, eingehend behandelt . . . Das Werk muß als wertvoller Behelf für führerlose Bergsteiger bezeichnet werden und wird auch dem Hochtouristen schätzbare Dienste leisten. Ein Hauptvorteil des Buches liegt darin, daß die Routenkärtchen und Text zusammen die Aufstellung von Tourenplänen erleichtern, wie kein anderer Ostalpenführer. Häufig begangene Wege sind in beiden Wegrichtungen beschrieben.
Mitteilungen des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins.

Neuste Konstruktion!

Kugelopiskop. D.R.P. 350314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 13. 1. Juli 1925. Redaktionsschluß für No. 15 am 10. Juli 1925. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

G. Kirsch, Über den Vorgang bei der „Atomzertrümmerung" durch α-Strahlen. S. 457.

K. C. Kar, Die kinetische Theorie der Kompressibilität der Lösungen und binären Flüssigkeitsgemische. S. 465.

S. J. Wawilow, Die optischen Interferenzversuche und die Comptonsche Verschiebung. S. 468.

L. Bergmann, Eine Bemerkung zur Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe. S. 469.

J. Narbutt, Eine annähernde Berechnung der Atomschwingungszahlen der Elemente der nullten Gruppe des periodischen Systems der Elemente. S. 470.

R. Seeliger u. J. Schmekel, Bemerkung über Gasentladungen bei sehr kleinen Stromstärken. S. 471.

W. Bothe, Nachtrag (zu der Notiz über „Die Energiebilanz für die Absorption der Röntgenstrahlen"). S. 473.

L. Schiller, Das Widerstandsgesetz der turbulenten Strömung in Rohren. S. 473.

St. Meyer, Bemerkung zu den Magnetisierungszahlen seltener Erden. S. 478.

Besprechungen:

Th. v. Kármán u. T. Levi-Civita, Vorträge aus dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik. S. 470.

W. Ostwald, Farbkunde. S. 479.

Tagesereignisse. S. 480.

Personalien. S. 480.

Angebote. S. 480.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Vorgang bei der „Atomzertrümmerung" durch α-Strahlen[1]).

Von Gerhard Kirsch.

Über die Art des Vorgangs bei der Atomzertrümmerung durch α-Strahlen im einzelnen wurden bereits lange, bevor man sichere experimentelle Grundlagen dafür hatte, von verschiedenen Seiten Vermutungen geäußert. Der wichtigste Versuch dieser Art ist: die Aufstellung der sogenannten Satellithypothese von E. Rutherford und J. Chadwick[2]), der annahm, daß bei den Elementen, die weitreichende H-Strahlen geben, ein oder mehrere H-Satelliten den Kern in relativ bedeutendem Abstand umkreisen, während im Gegensatze hierzu bei den Kernen der übrigen Elemente die eventuell vorhandenen Protonen sich sehr nahe um den Kern bewegen oder in das Innere desselben eingebaut sind. Durch bevorzugte Impulsübertragung von der heranfliegenden α-Partikel auf den Satelliten ohne tiefergehende Wirkung auf den Restkern sollte der Satellit den nötigen Impuls bekommen, um die anziehende Sphäre des Kernes verlassen zu können. Zur Begründung dieser Anziehung zog Rutherford die Annahme eines Vorzeichenwechsels im Kraftgesetz zwischen positiven Ladungen heran, die auch zur Erklärung der Stabilität der überwiegend positiv geladenen Atomkerne dienen soll. Gegen diese Annahme hat sich H. Pettersson[1]) gewendet mit Hinweis auf die bindende Wirkung der Kernelektronen, deren Anwesenheit in einer bestimmten Mindestzahl in jedem Kern eine Vorbedingung für die Stabilität sein muß. Daß in unmittelbarster Nähe eines zusammengesetzten Kernes unter Berücksichtigung der elektrostatischen Induktion ein anziehendes Kraftfeld bestehen kann, allerdings in einer Ausdehnung, die den Voraussetzungen der Satellithypothese keineswegs entspricht, hat derselbe Verfasser gezeigt[2]). Die Satellitvorstellung sollte noch insbesondere dazu dienen, die Abhängigkeit der H-Strahlengeschwindigkeit von der Geschwindigkeit der einfallenden α-Strahlen zu erklären.

Für die Abhängigkeit dieser beiden Größen, bzw. der Energien voneinander haben wir, wenigstens für Stickstoff, eine sehr einfache, exakt gültige Beziehung gefunden[3]), die als Ausgangspunkt für die Entwicklung unserer Anschauungen auf diesem Gebiete wohl geeignet sein dürfte.

1) Die folgenden Ausführungen waren im wesentlichen vor etwa einem Jahre bereits abgeschlossen. Die jüngste Veröffentlichung von E. Rutherford (Engineering, 10. April 1925) veranlaßt mich, auch meinerseits meine Auffassungen über die Vorgänge bei der Atomzertrümmerung auszusprechen

2) E. Rutherford und J. Chadwick, Phil. Mag. **42**, 809, 1921 u. **44**, 417, 1922.

1) H. Pettersson, Proc. Phys. Soc. Lond. **36**, Part 3, 194, 1924.

2) H. Pettersson, Mitt. Ra-Inst. Nr. 172 u. Ark. f. Mat., Astr. och Phys. **19** (B), Nr. 2.

3) Mitt. Ra-Inst. Nr. 169, Wiener Ber. **133** (IIa), 461, 1924.

I.

Wir setzen voraus:

1. Das stoßende α-Teilchen wird in den getroffenen N-Kern aufgenommen.
2. Das H-Teilchen wird unmittelbar nach Aufnahme des α-Teilchens in den Kern ausgesandt.
3. Die Energie, mit der das H-Teilchen ausgesendet wird, ist unabhängig von der Richtung, in der es den Kern verläßt.
4. Der Impulssatz gilt für den Vorgang in allen Phasen.

Dann haben wir bei gegebener α-Strahlgeschwindigkeit (oder Reichweite) die größte Geschwindigkeit oder Reichweite des H-Strahls in dem Falle, daß der H-Strahl dieselbe Richtung hat, wie der stoßende α-Strahl.

Nun untersuchen wir getrennt die beiden Phasen des Vorgangs, einmal die Aufnahme der α-Partikel, dann die Aussendung der H-Partikel, in energetischer Beziehung. Geschwindigkeit der α-Partikel vor dem Stoß, Masse derselben und die Masse des Stickstoffkerns liefern uns die Geschwindigkeit des aufgebauten neuen Kerns von der Masse (Atomgewicht) 18 und Kernladung 9, damit auch die kinetische Energie des entstandenen Gebildes, das sich von dem N-Kern erstens durch den höheren Gehalt an Protonen und Elektronen, zweitens durch einen bestimmten Energiegehalt unterscheidet. Ein Summand dieser Energie, deren absoluter Betrag uns unbekannt ist, und zwar eben die Mitgift, die die stoßende α-Partikel in den neuen Kern mitbrachte, vermögen wir zu berechnen als Differenz der kinetischen Energie der α-Partikel vor dem Stoß und der kinetischen Energie des entstandenen Kernes (Tabelle I). Das

Tabelle I. (Stickstoff.)

Primärstrahlreichweite . . .		8,6	7,0	6,0	4,9	cm
Geschwindigkeit		4,6	4,3	4,1	3,8	10^8 cm
Kinetische Energie	von F^{18}	31	27	24	21	10^{-7} erg
Innerer Energiezuwachs		109	95	86	74	10^{-7} erg
Differenzen der inneren Energien		14	9	12		10^{-7} erg

durch den Stoß entstandene Produkt, ein Fluorisotop vom Atomgewicht 18, ist energetisch in jedem einzelnen Falle anders beschaffen, denn sein Energiegehalt hängt ersichtlich von der Geschwindigkeit des Primärstrahls ab. Wir interessieren uns nun dafür, wodurch sich die Reaktionsprodukte in den verschiedenen experimentell realisierbaren Fällen (verschiedene Reichweite der Primärstrahlen) unterscheiden, denn wir wollen diese Differenzen der Energiegehalte der nunmehr unter Abgabe von H-Strahlen zerfallenden Fluorisotope mit den Differenzen der bei der H-Emission freiwerdenden Energien vergleichen. Diese letzteren berechnen wir folgendermaßen (Tabelle II). Aus der maximalen

Tabelle II. (Stickstoff.)

Primärstrahlreichweite .	8,6	7,0	6,0	4,9	cm
H-Strahlenreichweite . .	51	40	34	26	cm
Absolute Geschwindigkeit der H-Strahlen .	3,73	3,44	3,26	2,98	10^9 cm
Relativgeschwindigkeit der H-Strahlen gegen den Kern	3,27	3,01	2,85	2,60	10^9 cm
Bei der H-Emission freiwerdende Energie . .	93	79	71	59	10^{-7} erg
Differenzen dieser Energien	14	8	12		10^{-7} erg

Reichweite der H-Strahlen nach vorwärts berechnen wir die absolute Geschwindigkeit der H-Partikeln unter Zugrundelegung des Geigerschen Gesetzes

$$R = a \cdot v^3$$

und der Bohrschen Theorie für die Reichweite von Partikeln verschiedener Masse und Ladung beim Durchgang durch leichte Elemente, die sich bei Anwendung auf die natürlichen H-Strahlen anscheinend bewährt hat. Aus der absoluten Geschwindigkeit erhalten wir durch Subtraktion der Geschwindigkeit des zerfallenden F-Kerns die relative Geschwindigkeit, mit der die H-Partikel von demselben ausgeschleudert wird. Die Kenntnis dieser Geschwindigkeit erlaubt uns, die Energie zu berechnen, die bei diesem H-Zerfall frei wird. Sie ist gleich der Summe der kinetischen Energien von H-Teilchen und Restkern in bezug auf den gemeinsamen Schwerpunkt. Der Restkern ist ein Sauerstoffisotop vom Atomgewicht 17. Bilden wir nun die Differenzen zwischen den H-Zerfallsenergien für die verschiedenen Fluorisotopen, so zeigt sich, daß sie übereinstimmen mit den Differenzen der Energiegehalte dieser Fluorisotopen.

Das bedeutet, daß bei der Aussendung eines H-Teilchens aus einem soeben entstandenen Fluorisotop F^{18}, das H-Teilchen soviel Energie mitbekommt, daß das Endprodukt auch energetisch unter allen Umständen dasselbe wird. Es entsteht, um spektroskopisch zu sprechen, wahrscheinlich ein dem Grundterm der betreffenden Kombination von Elementarladungen entsprechender stationärer Zustand.

Die genaue Übereinstimmung, die man bei den oben genannten Annahmen mit der Erfahrung erzielt, ist wohl als Beweis dafür anzusehen, daß bei Stickstoff tatsächlich das auf einen Kern treffende α-Teilchen in denselben aufgenommen wird, wenn der Stoß Anlaß zur

Entsendung eines schnellen H-Teilchens wird. Damit ist zugleich die Explosionshypothese, die als Alternative zu der unnötig komplizierten und speziellen Satellithypothese Rutherfords von H. Pettersson aufgestellt worden ist, in einer speziellen Form für N als richtig erwiesen. Auch der Nachweis, daß nach rückwärts reflektierte α-Partikeln bei Kohlenstoff, Magnesium und Aluminium in einer viel kleineren Zahl als die der gleichzeitig beobachteten H-Teilchen auftreten, macht nach H. Pettersson[1]) das Steckenbleiben der Projektile im getroffenen Atomkern höchst wahrscheinlich. Schließlich zeigen neuere in Cambridge von S. Blackett[2]) nach der Nebelstrahlmethode ausgeführte Versuche auch für Stickstoff das Fehlen von reflektierten α-Partikeln in den Fällen, wo der Zusammenstoß zur Entsendung einer H-Partikel führt.

II.

Die Gültigkeit der oben hergeleiteten Beziehung beweist, daß die Aussendung der H-Partikel so rasch nach der Einverleibung der α-Partikel in den N-Kern erfolgt, daß der neu entstandene Kern praktisch noch seine volle beim Zusammenstoß erhaltene Geschwindigkeit besitzt. Hieraus ergibt sich eine obere Grenze für die Lebensdauer des intermediären Zwischenproduktes F^{18} zu etwa 10^{-10} Sekunden. Einmal weil das weniger als die Größenordnung der Leuchtdauer eines angeregten Atoms, also mutmaßlich weniger als die Dauer eines „Quantensprungs" ist[3]), vor allem aber, weil energetisch die Zwischenprodukte F^{18} eine kontinuierliche Reihe bilden, also dieses Zwischenprodukt im allgemeinen keinen quantenmäßig ausgezeichneten Zustand darstellen kann, müssen wir wohl die Aufnahme der α-Partikel und die Abgabe der H-Partikel als zwei praktisch gleichzeitige Vorgänge, also eigentlich als einen einheitlichen Vorgang auffassen. Von einem Aufbau eines Fluoratomes, wenn auch von noch so kurzer Lebensdauer, kann man daher nicht reden: Ein Aufbau findet nur insofern statt, als das schließlich resultierende Sauerstoffisotop O^{17} einen Kern von größerer Masse und Ladung als das Ausgangsatom N^{14} darstellt.

Es erscheint wohl sehr fraglich, ob ein solches in der Natur nicht in nachweisbarer Menge existierendes O-Isotop stabil ist. Die Frage, was wir zu erwarten haben, wenn es nicht stabil ist, kann man auf folgende Weise zu beantworten suchen: Beim erzwungenen Zerfall unter Aussendung eines H-Strahles ist wohl der Endzustand energetisch wohl definiert, nicht aber der Anfangszustand, sei es, daß man Stickstoffkern und bewegte α-Partikel, sei es, daß man das eventuelle Zwischenprodukt F^{18} als den Ausgangszustand ansieht. Nachdem das Atom aber durch Aussendung der H-Partikel mit der überschüssigen Energie sozusagen seine Energiewirtschaft wieder selbst in die Hand genommen hat, ist bei einem eventuellen weiteren Zerfall mit einem wenigstens metastabilen, jedenfalls quantenmäßig definierten Ausgangszustand zu rechnen. Damit liegt aber derselbe Fall vor, wie bei den radioaktiven Elementen. Daher haben wir im Falle einer Instabilität des entstandenen Produktes wahrscheinlich nicht mit H-, sondern mit α- oder β-Emission zu rechnen, bis ein stabiles Endprodukt erreicht ist. Bei O^{17} kommt wohl in erster Linie α-Emission in Betracht, weil eine β-Emission zu einem Produkt (F^{17}) führen würde, das sichtlich in einem Gebiet geringerer Stabilität (größere Entfernung von der mittleren Atomgewicht-Ordnungszahl-Kurve) liegen würde. Zwei aufeinanderfolgende α-Zerfälle dagegen würden über C^{13} zu dem stabilen Be^{9} führen.

III.

Der Grundgedanke der Explosionshypothese von H. Pettersson ist der, daß im Gegensatz zur Satellithypothese angenommen wird, daß bei der sogenannten Atomzertrümmerung nicht nur eine mehr oder weniger isolierte Einwirkung auf ein einzelnes Proton stattfindet, sondern daß die Emission eines H-Teilchens die Folge der allgemeinen Erschütterung und Umgruppierung des getroffenen Atomkernes unter dem Einfluß vor allem der Coulombschen Kräfte der heranfliegenden α-Partikel ist. Zu der oben eingeführten und als brauchbar erwiesenen Spezialisierung (Unabhängigkeit der Energie von der Emissionsrichtung) wollen wir noch versuchsweise Unabhängigkeit der Zahl von der Emissionsrichtung annehmen, eine von vornherein gar nicht selbstverständliche Annahme, besonders wenn man den Prozeß der α-Aufnahme und H-Abgabe als direkt gekoppelt betrachtet.

Wir wollen zeigen, daß die Form der Absorptionskurven der H-Strahlen, die man mit verschiedenen Anordnungen aus N erhält, mit dieser Annahme sehr wohl verträglich sind. Zu diesem Zwecke leiten wir die Gleichung der Absorptionskurve einer winkelgestreuten H-Partikelgruppe ab, wie sie von einer scheibenförmigen Strahlenquelle, die senkrecht auf die Richtung

1) H. Pettersson, Mitt. Ra-Inst. Nr. 173.
2) P. M. S. Blackett, Roy. Soc. Lond. 29. Januar 1925, ref. Nature 115, 212.
3) Leuchtdauer, Verweilzeiten u. dgl. Größen brauchen allerdings im Kern, wo es sich um so viel höhere Frequenzen handeln mag, nicht notwendig dieselbe Größenordnung zu haben.

zum Beobachter (Szintillationsschirm) steht, in der Nähe dieser Quelle, z. B. vom ersten Wegzentimeter der α-Strahlen in Stickstoff erzeugt werden. Die Entfernung Primärstrahlenquelle—Schirm nehmen wir so groß an, daß man dagegen in erster Näherung den Abstand von der Primärstrahlenquelle, in dem die Sekundärstrahlen erzeugt werden, vernachlässigen kann. Diese Annahme ist streng erfüllt für den Fall, daß feste Substanzen bestrahlt werden.

Wir nennen die Geschwindigkeit des Gebildes: N-Kern plus α-Teilchen, das den H-Strahl aussendet,

$$V = V_\alpha \frac{m_\alpha}{m_N + m_\alpha}.$$

Wenn die Richtung dieser Geschwindigkeit, also auch die Richtung des stoßenden α-Teilchens mit der Richtung des zur Beobachtung gelangenden H-Strahls den Winkel φ einschließt, so addiert sich zu der Eigengeschwindigkeit w des H-Strahls in bezug auf den explodierenden Kern noch die von diesem Winkel abhängige Geschwindigkeitskomponente

$$v = V \cdot \cos\varphi.$$

Die Primärstrahlung, also auch die Richtung von V ist in dem Halbraum vor dem Präparat (z. B. RaC) gleichförmig verteilt. Die Zahl von H-Strahlen einer bestimmten Geschwindigkeit zwischen $w+v$ und $w+v+dv$, also die Zahl von α-Strahlen, die einen bestimmten Winkel φ mit der senkrechten auf der Präparatoberfläche einschließen, ist proportional der Zahl von α-Strahlen, die die Einheitskugel (Radius $= V$) um das Präparat in der Zone passieren, die sich im Abstand v vom Präparat befindet und die Höhe dv besitzt, also proportional der Fläche dieser Zone:

$$dZ(v) = \frac{dv}{\sin\varphi} \cdot 2\pi v \operatorname{tg}\varphi = \frac{dv}{\sin\varphi} \cdot 2\pi V \cos\varphi \operatorname{tg}\varphi.$$

Die Fläche der Kugelzone, also die Zahl der H-Strahlen eines bestimmten Geschwindigkeitsbereiches ist nur von dv, der Größe dieses Geschwindigkeitsbereiches, nicht aber vom Winkel φ abhängig. D. h. jede Geschwindigkeit ist in unserem H-Strahlenbündel gleich häufig.

Die Absorptionskurven geben aber die Zahl der Partikeln in ihrer Abhängigkeit von der Reichweite. Aus der Geigerschen Beziehung

$$v = a\sqrt[3]{R}$$

erhalten wir

$$dv = \frac{a}{3} R^{-\frac{2}{3}} dR.$$

Die beobachtete Partikelzahl Z nimmt mit abnehmender Reichweite zu, daher

$$Z \sim -\frac{a}{3}\int R^{-\frac{2}{3}} dR + C = -a\sqrt[3]{R} + C.$$

Da die Partikelzahl bei maximaler Reichweite 0 wird, so ist

$$-a\sqrt[3]{R_{\max}} + C = 0$$

und die Integrationskonstante

$$C = \sqrt[3]{R_{\max}},$$

also

$$Z = \varkappa(\sqrt[3]{R_{\max}} - \sqrt[3]{R})$$

die Gleichung der Absorptionskurve einer winkelgestreuten Partikelgruppe der angenommenen Erzeugungsart von der Maximalreichweite bis zu dem Punkte, wo keine Partikeln mehr zuwachsen und den wir als minimale Reichweite bezeichnen wollen. Die Gestalt dieser Kurve ist ganz leicht nach oben konkav bis zur Minimalreichweite herab und von dort an horizontal (Fig. 1). Eine solche Kurve ist also das Resultat

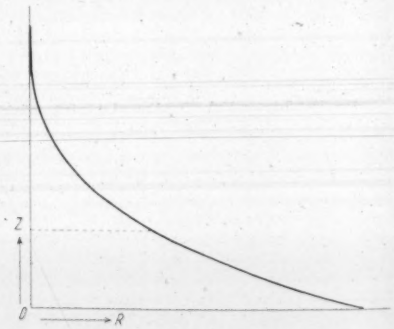


Fig. 1.

des Durchgangs von α-Strahlen einer bestimmten Geschwindigkeit durch N, wenn man ihren Weg so kurz nimmt, daß ihre Geschwindigkeit längs des in N zurückgelegten Weges als praktisch konstant betrachtet werden kann.

Wir wollen nun zum Vergleich mit der Erfahrung übergehen (Fig. 2). Kurve F ist die Absorptionskurve der H-Strahlen aus N, die von ThC-α-Strahlen ($R = 8{,}6$ cm) auf dem ersten Zentimeter ihres Weges erzeugt werden. In welchem Grade diese experimentelle Bedingung erfüllt war, ist aus Fig. 3 zu ersehen, die den Querschnitt des Apparates schematisch in natürlicher Größe zeigt. Nehmen wir an, daß die H-Strahlen praktisch nur nach vorne, d. h. in der Stoßrichtung ausgesendet werden, so hatten wir ein Gemisch von Strahlen, von 8,6 bis

7,6 cm Primärstrahlenreichweite erzeugt, also von 51 bis 44 cm R zu erwarten; Kurve F sollte von 44 cm Absorption abwärts horizontal werden. Da dies ersichtlich nicht der Fall ist, so scheidet diese Möglichkeit vollkommen aus. Wird die

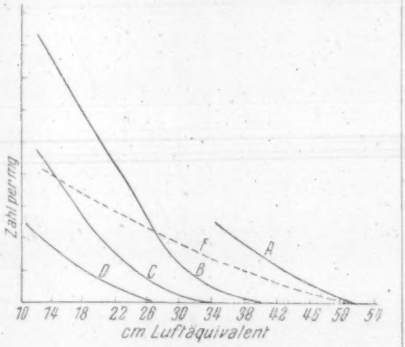


Fig. 2. Nach E. Rutherford u. J. Chadwick, Phil. Mag. **42**, 809.

Aussendung von H-Strahlen in namhafter Anzahl aber bis zu 90° gegen die Einfallsrichtung der α-Strahlen angenommen, so sehen wir, daß wir noch einen Zuwachs an Zahl bis zu einer minimalen Reichweite von ca. 25 cm zu gewärtigen haben, denn das ist die Reichweite von rechtwinklig ausgesendeten H-Strahlen bei 6,6 cm

Fig. 3.

Primärstrahlreichweite und diese Restreichweite haben die ThC-Strahlen noch, die vom Rande des Präparatenscheibchens auf den entferntesten Teil der Gefäßwand gerichtet sind. Ferner ist zu berücksichtigen, daß die in den Randteilen des Gefäßes erzeugten H-Strahlen die Absorptionsglimmer schief durchsetzen, was ihre Reichweite wieder um ein paar Zentimeter kleiner erscheinen läßt, und schließlich haben wir, falls Strahlen von 4 cm Reichweite noch zertrümmernd wirken, woran nach den letzten Untersuchungen in Wien nicht zu zweifeln ist, auch noch die H-Strahlen zu berücksichtigen, die nach Durchsetzung der Ag-Folie A von 3,7 cm Luftäquivalent in dem dahinter befindlichen Stickstoff erzeugt werden und die eine maximale Reichweite von 19 cm besitzen. Der allgemeine Charakter der Kurve F (Fig. 2) steht also mit unserer Annahme nicht nur nicht im Widerspruch, sondern schließt eine bedeutendere Änderung der H-Teilchenzahl mit dem Winkel geradezu aus.

Die anderen Absorptionskurven in Fig. 2, bei deren Aufnahme die α-Strahlen 3,5 cm in Stickstoff zurücklegten, lassen sich noch besser mit der theoretischen Kurve (Fig. 1) in Übereinstimmung bringen. Kurve B z. B. ist durch Übereinanderlagerung von lauter Kurven des Typus Fig. 1 mit immer kleiner werdender maximaler Reichweite gebildet zu denken. Dies erklärt die relativ starke Krümmung am Ende. Von ca. 25 cm abwärts wird sie praktisch gerade; von dort an haben wir auch theoretisch mit langsamerer Zunahme der H-Teilchenzahl zu rechnen, weil die entfernteren Teile der α-Strahlbahnen über 2 cm von der Quelle, also unter 5 cm Reichweite, nicht mehr voll zur Wirkung kommen. Ja man könnte aus der Gestalt der Kurve geradezu die Weite des bei der Untersuchung verwendeten Gefäßes ablesen.

Die bisherigen Betrachtungen sprechen jedenfalls dafür, daß wir die Kurve B als typische Absorptionskurve für H-Strahlen einheitlicher Herkunft auffassen dürfen, wenn der Sekundärstrahler den Halbraum vor dem Präparat bis zu einem gewissen Abstand erfüllt und in der Richtung senkrecht zum Präparat beobachtet wird. Einheitliche Herkunft bedeutet dabei Gültigkeit einer derartigen Beziehung zwischen Primär- und Sekundärstrahlenenergie, wie sie für N oben abgeleitet wurde, für alle H-Emissionen.

IV.

Wenn wir die H-Strahlreichweiten aus Aluminium betrachten, so finden wir zunächst keine Spur der Gesetzmäßigkeit, die beim Stickstoff so schön zum Ausdruck kam. Der allgemeine Charakter der Kurven B, C, D (Fig. 4) aber legt folgende Auffassung nahe: Die Kurven B und C unterscheiden sich von dem bei Stickstoff gefundenen Absorptionskurventypus in einem wesentlichen Punkte. Von kleinen Absorptionswerten herkommend nimmt von einer gewissen Stelle an die Krümmung bedeutend zu, so wie beim Stickstoff, dort aber, wo die Stickstoffkurve die Abszissenachse erreicht, schließt sich beim Aluminium noch ein nahezu horizontales, ziemlich geradliniges Stück an, das uns die Existenz einer wenig zahlreichen aber sehr weit reichenden

Partikelgruppe anzeigt. Wir wollen also die Kurven *A*, *B* und *C* als das Resultat der Übereinanderlagerung von *H*-Strahlen ansehen, die zweierlei Prozessen ihre Entstehung verdanken. Die kürzere der beiden Gruppen, die für sich allein den vom Stickstoff her bekannten auch theoretisch ableitbaren Kurventypus rein zeigen würde, wollen wir versuchsweise als diejenige ansehen, die einem analogen Prozeß, wie beim Stickstoff ihre Entstehung verdankt, nämlich Aufnahme des α-Teilchens in den Kern und Aussendung des *H*-Teilchens unter Entstehung eines Produktes von stets gleichem Energiegehalt. Der Beginn der stärkeren Krümmung nach oben, wenn man von rechts nach links geht, bedeutet dann die jeweilige maximale

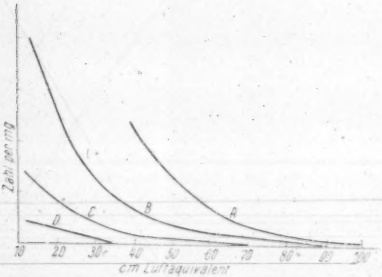


Fig. 4. Nach E. Rutherford u. J. Chadwick, Phil. Mag. **42**, 809.

Reichweite dieser Gruppe. Nun sind erstens schon Reichweiten bei kleiner Partikelzahl schwer genau zu bestimmen; zweitens ist ein so flacher Knick an sich schon schwer auffindbar und vielleicht durch den Kurvenzug beim Verbinden der Beobachtungspunkte etwas ausgeglichen worden; drittens wissen wir einstweilen nichts Sicheres über die Kurvengestalt der längeren, zu subtrahierenden Gruppe; wir haben sie vielleicht auch als ganz leicht nach oben konkav zu erwarten. Aus allen diesen Gründen ist eine so scharfe Prüfung der Theorie am Erfahrungsmaterial, wie beim Stickstoff hier nicht möglich wegen der mangelnden Genauigkeit, mit der die Reichweiten der *H*-Strahlenhauptgruppe bestimmbar sind. Wenn wir aber als Reichweite der von 4,9 cm Primärstrahlreichweite erzeugten sekundären *H*-Strahlen 33 cm setzen — dieser Wert ist als recht sicher anzusehen, weil erstens hier ersichtlich die wenig zahlreiche, weitreichende *H*-Strahlgruppe schon vollständig fehlt und andererseits nach den in Wien gemachten Erfahrungen α-Strahlen von kleinerer als der hier in Frage kommenden Reichweite sicher noch zertrümmernd wirken —, dann können wir auf diesen Wert die Berechnung der *H*-Strahlenreichweiten gründen, die zu größeren α-Reichweiten (6, 7 und 8,6 cm) gehören, unter denselben Annahmen, die sich beim Stickstoff bewährt haben. Tabelle III gibt die so errechneten Werte und ermöglicht den Vergleich mit Rutherfords Kurven. Die Übereinstimmung ist nicht sehr gut, läßt aber immerhin die Annahme berechtigt erscheinen, daß es sich hier ebenfalls um *H*-Zerfall nach Aufnahme des α-Teilchens in den Kern handelt.

Tabelle III. (Aluminium.)

Primärstrahlreichweite . .	8,6	7,0	6,0	4,9 cm
H-Strahlenreichweite der Hauptgruppe	60	48	41	33 „
H-Strahlenreichweite der weitreichenden Gruppe	ca. 108	90	70	— „

Es erhebt sich jetzt die Frage nach der Herkunft der weitreichenden *H*-Partikelgruppe. Als Leitsatz wollen wir festhalten, daß ein energetisch wohldefiniertes Endprodukt des Prozesses entsteht. Der Fall, daß das α-Teilchen in den Kern aufgenommen wird, ist dann bereits ausgeschlossen, weil mit den beiden Bedingungen, Aufnahme des α-Teilchens und energetisch gleiches Endprodukt, in Verbindung mit dem Impulssatz die Geschwindigkeiten des *H*-strahlenden Gebildes und die Geschwindigkeitsdifferenzen bzw. Energiedifferenzen der *H*-Strahlen festgelegt sind. Die experimentellen Daten geben bei dieser Betrachtungsweise des Vorgangs eine mehr als doppelt so große Energiedifferenz für die *H*-Strahlenemission bei 7 und 6 cm Primärstrahlenreichweite als die Theorie. Es steht also fest, daß das stoßende α-Teilchen nicht in allen Fällen in dem getroffenen Kern haften bleibt. Eine zweite Möglichkeit wäre der Durchgang oder die Reflexion des α-Teilchens unter Mitteilung eines bestimmten Energiebetrages an den Kern. Dann müßten aber die *H*-Teilchen stets mit der gleichen Geschwindigkeit den Kern verlassen und ihre Geschwindigkeitsunterschiede ausschließlich den Geschwindigkeitsunterschieden des explodierenden Kernes verdanken. Diese Geschwindigkeitsunterschiede sind aber, wenn man auch die von *ThC*-α-Teilchen erzeugten *H*-Strahlen mit in Betracht zieht, viel größer als die Geschwindigkeit, die ein vollkommen elastisch reflektiertes α-Teilchen einem Aluminiumkern überhaupt zu erteilen vermag. Also erscheint auch diese Annahme quantenhafter Energieübertragung im vorliegenden Fall undiskutabel. Andere Möglichkeiten gibt es eine ganze Reihe. Da wir aber über dieselben, soweit sie vernünftig erscheinen, weder in posi-

tiver noch in negativer Richtung etwas Bestimmtes auszusagen vermögen, erscheint es uns nicht als Aufgabe dieser Zeilen, näher auf dieselben einzugehen. Sicher scheint uns nur zu sein, daß man mit einem einzigen mit Protonen besetzten Energieniveau nicht auskommt. Die experimentellen Daten: erstens die relativ geringe Zahl der längsten *H*-Strahlengruppe, zweitens ihr Auftreten erst von 6 cm Primärstrahlenreichweite aufwärts neben der Hauptgruppe legen die Vorstellung eines innersten höchsten Kernniveaus nahe, das erst von den schnellsten α-Partikeln und unter diesen wieder nur von den zentralsten Treffern Energie mitgeteilt bekommen kann.

V.

Bevor wir dazu übergehen, noch einige allgemeinere Fragen des Kernbaus zu erörtern, müssen wir noch einiger experimenteller Ergebnisse von E. Rutherford und J. Chadwick gedenken, die wiederholt eine falsche Deutung, vor allem auch durch diese Autoren selbst erfahren haben[1]). Wir meinen die sogenannten rückwärtigen *H*-Strahlen aus den Elementen *B*, *N*, *F*, *Na*, *Al* und *P*. Aus der l. c. gegebenen Beschreibung der Anordnung geht hervor, daß die Substanz als nahezu ebene Fläche dem ebenfalls ebenen Präparat unmittelbar gegenübersteht. Das Präparat ist *RaC* auf einer Metallfolie, deren aktivierte Seite der Substanz zugekehrt und vom Beobachter abgekehrt ist. Bei allseitig gleichmäßig verteilter Sekundärstrahlrichtung kann man auf diese Verhältnisse die gleichen Überlegungen anwenden, wie sie im Abschnitt III bei den vorwärtigen *H*-Strahlen aus Stickstoff angestellt wurden. D. h. wir haben dieselbe Kurvengestalt zu erwarten, nur daß die maximale Reichweite nicht zu den „rückwärtigen" *H*-Teilchen gehört, bei denen ja die Geschwindigkeit des explodierenden Atomkernes als Verzögerung in Rechnung zu setzen ist, sondern zu rechtwinkelig zur Primärstrahlrichtung ausgesendeten *H*-Strahlen, die von α-Partikeln erzeugt sind, die streifend in die Substanz einfallen.

Damit sind alle Rechnungen hinfällig, die auf der Annahme fußen, daß die von Rutherford und Chadwick an den 6 zuerst zertrümmerten Elementen gemessenen rückwärtigen Reichweiten zu solchen *H*-Teilchen gehören, die vom getroffenen Atom in die Richtung ausgesendet werden, aus der das α-Teilchen kam.

Nach den zahlenmäßigen Verhältnissen haben wir es bei *B* und *F* wahrscheinlich mit *H*-Zerfall nach Aufnahme des α-Teilchens in den Kern zu tun, ohne daß noch eine längere *H*-Strahlengruppe wie bei Aluminium dazu tritt, denn die Geschwindigkeisdifferenz der vorwärtigen und rechtwinkligen Strahlen entspricht bei diesen beiden fast genau der Geschwindigkeit des explodierenden Kerns (Tabelle IV).

Tabelle IV.

	B	*N*	*F*	*Na*	*Al*	*P*	
Beobacht. Geschwindigkeitsdifferenz zwischen vorwärtigen und rückwärtigen (recte rechtwinkeligen) *H*-Strahlen	5,1	8,0	3,9	5,7	4,2	3,6	10^8 cm
Geschwindigkeit des explodierenden Kernes nach Aufnahme der α-Partikel	5,1	4,3	3,3	2,8	2,4	2,2	10^8 cm

Bei *Na* und *P* ist dagegen die Geschwindigkeitsdifferenz der vorwärts und rückwärts (recte rechtwinkelig) emittierten *H*-Strahlen fast doppelt so groß, ähnlich wie bei Aluminium; bei diesen drei Elementen haben wir es vermutlich, wie dies bei Aluminium ja ziemlich sicher zu sein scheint, was die Maximalreichweite betrifft, mit einer *H*-Strahlgruppe anderer Herkunft zu tun, als bei den leichteren Elementen, unter halbelastischer Reflexion der α-Teilchen. Der Stickstoff macht unter diesen allerdings eine Ausnahme. Bei ihm ist die fragliche Geschwindigkeitsdifferenz ebenso ungefähr das Doppelte der Geschwindigkeit des explodierenden Kernes wie bei den schwereren Elementen der zweiten kleinen Periode, obwohl die Maximalreichweiten nach vorwärts sichtlich einem *H*-Zerfall unter Aufnahme der α-Partikel entsprechen. Bei Aluminium ist für diese kürzere Hauptgruppe die Übereinstimmung zwischen theoretischer Geschwindigkeitsdifferenz und der aus dem Krümmungsbeginn der Kurven Rutherfords erschlossenen eine befriedigende. Also auch der Vergleich der vorwärtigen und rechtwinkligen (Rutherfords rückwärtigen) *H*-Strahlen weist auf die Existenz von zweierlei Prozessen bei *H*-Emission, also wohl auf die Existenz von mindestens zwei mit Protonen besetzten Niveaus bei *Al* hin.

VI.

Nun haben schon die Wiener Untersuchungen nach der rechtwinkligen Methode vor mehr als einem Jahr[1]) und später die nach der retrograden Methode ein Vielfaches der Partikelzahl

1) Siehe auch G. Kirsch, diese Zeitschr. **26**, 379, 1925.

1) G. Kirsch u. H. Pettersson, Verh. d. D. Phys. Ges. 25. Febr. 1924, 3. Reihe **5**, 22, 1924.

aus den leichten Elementen, auch z. B. aus *Al*, bei den kleinsten Absorptionen (unter 1 cm Luftäquivalent) ergeben, als sich aus einer vernunftgemäßen Extrapolation der Absorptionskurven Rutherfords und Chadwicks auf diese Absorption erhalten lassen. Daher hat man es bei kleineren Absorptionen unbedingt nochmals mit einem ziemlich unvermittelt einsetzenden Steilerwerden der Absorptionskurven zu tun. Dies macht mindestens die Annahme noch eines dritten niedrigsten, räumlich sehr ausgedehnten Kernniveaus bei Aluminium notwendig. Auch das Steilerwerden der vorwärtigen *H*-Strahlenkurve aus *N* in den letzten Zentimetern vor dem Untertauchen unter das Sperrfeuer der *RaC*-α-Teilchen von 7 cm Reichweite spricht für die Existenz eines zweiten niedrigeren, räumlich ausgedehnten Kernniveaus bei Stickstoff. Über die Art des Vorgangs, wenn die α-Partikel nur dieses niedrigste Kernniveau erreicht, können wir noch nichts Sicheres aussagen. Wahrscheinlich hat es eine so niedrige „Anregungsspannung", daß schnelle α-Teilchen glatt hindurchkommen und beim „Ionisieren" (Herauswerfen eines Protons) unter Umständen nur wenig Energie verlieren. Wir vermuten, da diese äußerste mit Protonen besetzte Schale wahrscheinlich den α-Teilchen so wenig Widerstand zu leisten vermag, daß die von Rutherford und Chadwick aus ihren Untersuchungen gefolgerten Kernradien sich in Wirklichkeit mit den Radien des inneren Niveaus decken.

Wir haben in dieser Zeitschrift[1]) bereits einmal den Versuch gemacht, ein Kernmodell zu entwerfen, das möglichst den Einzelheiten der radioaktiven Zerfallsreihen gerecht werden sollte. Wir können an das dort Gesagte im wesentlichen ohne weiteres anknüpfen. Wir nahmen vor allem soweit als möglich reinen *He*-Aufbau der Kerne an, eine Annahme, die uns vor allem durch die Teilchenzahl *N* in der Geiger-Nuttallschen Gleichung gestützt erscheint. Wenn auch neuere Erfahrungen die Existenz von α-Teilchen als solchen (vor allem charakterisiert durch den Packungsdefekt) in den Kernen nicht nur fraglich, sondern vor allem durch die Zertrümmerung des *C*-Atoms durch H. Pettersson[2]) geradezu als ausgeschlossen erscheinen lassen, so glauben wir doch, daß je 4 Protonen mit je 2 Elektronen im Kern eine Art engeren Verband, eine untergeordnete Einheit in irgendeinem Sinne bilden.

Auf die Bevorzugung gewisser Zahlen bei den darüber hinaus noch vorhandenen „freien" Kernelektronen hat W. Kossel als erster hingewiesen. Wir haben auf die Tatsache, daß die Komplettierung eines neuen Kernelektronenniveaus gerade vor den Edelgasen liegt, schon damals aufmerksam gemacht und möchten diese Tatsache heute noch besonders unterstreichen.

Wenn wir nämlich so wie damals alternierende mit quasi *H*-Teilchen und freien Elektronen abwechselnd besetzte „Schalen" annehmen und vom Argon aufwärts mindestens noch viermal solche Doppelschichten angesetzt werden und wir es in der ersten kleinen Periode (*N*!) schon mit 2, bei *Al* in der zweiten kleinen Periode mit 3 Kernniveaus zu tun haben, so kommen wir für die Kerne der Elemente im allgemeinen zu der gleichen Zahl (mit positiven Ladungen besetzter) Niveaus wie für die Elektronenhülle. Wir sind aus diesem Grunde der Überzeugung, daß die Atome als Ganzes harmonische Bauten sind[1]) und in weitgehendem Maße der Bau von Kern und Hülle Beziehungen aufweisen wird, daß wir vor allem damit rechnen müssen, die Hauptzüge des periodischen Systems auch im Kernbau wiederzufinden.

Was die Kräfte betrifft, denen die Ladungen im Kern unterworfen sind, haben Rutherford und Chadwick, wie schon erwähnt, eine Anziehung zwischen gleichnamigen Ladungen angenommen. Für gewisse Fragen hat H. Pettersson gezeigt, daß eine solche ad hoc-Annahme überflüssig ist und man mit dem Coulombschen Gesetz auskommt. Für den Zusammenhalt der positiven Ladungen im Kern allerdings dürfte man schwerlich mit dem Coulombschen Gesetz das Auslangen finden. Hier aber ergibt sich — nicht als ad hoc-Annahme, sondern nur als Folgerung aus dem Quantenansatz für das Impulsmoment rotierender Ladungen — für die negativen Ladungen im Gegensatz zu den positiven eine bedeutende Zunahme ihrer Feldwirkungen. Nimmt man nämlich die Ladungen im Kern als mit dem Impulsmoment

$$mvr = \frac{h}{2\pi}$$

rotierend an, so erhält man für negative Ladungen, da v ja keinen höheren Wert als c (Lichtgeschwindigkeit) erreichen kann, große Werte für m. Das bedeutet, daß die Feldenergie ein Vielfaches der Energie des ruhenden Elektrons wird. Die Notwendigkeit dieser Folgerung bietet von selbst die Erklärungsmöglichkeit des Vorhandenseins von Kraftfeldern in gewissen Kernzonen, die dort, wo die Protonen umlaufen, in ihrer Wirkung gleichwertig sind mit Zentralkräften, wie sie nötig wären, ein Proton auf

1) Diese Zeitschr. **22**, 20, 1921.
2) H. Pettersson, Mitt. Ra.-Inst. Nr. 168, Wiener Ber. **133**, (IIa), 445, 1924.

1) A. Smekal, Zeitschr. f. Phys. **25**, 265, 1924 u. **28**, 142, 1924.

einer Quantenbahn zu halten. Diese Kräfte sind nicht sehr bedeutend. So würde ein Proton in einquantiger Bahn vom Radius 10^{-12} cm unter dem Einfluß einer anziehenden Punktladung von der Größe $2{,}88\,e$ sich im Gleichgewicht befinden.

Das von außen bis zum Kernmittelpunkt abwechselnd zu- und abnehmende Potential ist wohl die Ursache der Stabilität der Kerne. Das Potential nimmt stufenweise von Niveau zu Niveau zu; sobald ein α-Teilchen erstens zentral genug, zweitens schnell genug auf den Kern zufliegt, um ein relatives Potentialmaximum zu erreichen bzw. zu überschreiten, vermag es das entsprechende positive Niveau anzuregen.

Wir möchten noch darauf aufmerksam machen, daß bei unserer Betrachtungsweise nur der Anregung des innersten, höchsten Al-Niveaus ein exothermer Vorgang entspricht, während in der weitaus überwiegenden Zahl der Fälle, wo ein schneller H-Strahl den Al-Kern, bzw. den eventuell synthetisierten P-Kern, verläßt, der Prozeß ebenso endotherm verläuft, wie bei N. Beim radioaktiven Zerfall haben wir es mit exothermen Prozessen zu tun. Dies ist ein Grund mehr für die seinerzeit von uns geäußerte Vermutung, daß die beim radioaktiven Zerfall ausgeschleuderten Partikeln den innersten Niveaus entstammen.

Wien, II. Physikal. Inst. der Universität, 19. Juni 1925.

(Eingegangen 20. Juni 1925.)

Die kinetische Theorie der Kompressibilität der Lösungen und binären Flüssigkeitsgemische.

Von K. C. Kar.

Manche experimentelle Arbeiten[1]) über Molekularzerstreuung des Lichtes durch Lösungen und binäre Flüssigkeitsgemische sind in der letzten Zeit veröffentlicht, wo die Dichtezerstreuung bei verschiedener Konzentration nach der wohlbekannten Einsteinschen Gleichung[2]) berechnet wird. Aber, um die Molekularzerstreuung nach Einstein zu berechnen, muß man die entsprechende Kompressibilität kennen. Genügende Kompressibilitäten sind jedoch nicht verfügbar. Außerdem ist, soviel der Verfasser weiß, die Formel für die Variation der Kompressibilität mit der Konzentration nicht bekannt, mit Ausnahme der empirischen und nur beschränkt gültigen[3]) Formel von Dupré und Page[4]).

1) K. Rao, Phys. Rev. **22**, 78, 1923; R. Gans, Zeitschr. f. Phys. **17**, 353, 1923; u. a.
2) Einstein, Ann. d. Phys. **33**, 275, 1910.
3) Cohen-Schut, Piezochemie, S. 82.
4) Dupré u. Page, C. R. **59**, 490, 1864; **67**, 392, 1868.

In dieser Arbeit werden neue Formeln vom Standpunkte der statistischen Mechanik abgeleitet, die die Kompressibilität der Lösungen und Flüssigkeitsgemische mit der Konzentration verbinden sollen. Diese Formeln werden ferner an den Versuchen[1]) bei großem Druck von Schumann, Drecker u. a. geprüft und bestätigt werden. Ich hoffe demnächst systematische experimentelle Untersuchungen anstellen zu können, die geeignet sind, meine neuen Gleichungen zu prüfen.

II.

Die Dichteschwankung der Lösung, die ϱ_1 g und ϱ_2 g des Lösungsmittels und des Salzes enthält und deren Volumen v Kubikzentimeter ist, ist gegeben durch die Gleichung[2]):

$$\frac{v\,(\varrho_1+\varrho_2)^2}{(\varrho_1+\varrho_2)^2} = \frac{\beta_x \Theta}{v}, \qquad (1)$$

wo β_x die isotherme Kompressibilität der Lösung und Θ das Produkt der Boltzmannschen Konstante und der absoluten Temperatur sind. Nehmen wir ϱ_1, ϱ_2 als zwei unabhängige Variabeln wie in Gl. (22) meiner früheren Arbeit[3]), so geht die obige Gleichung über in:

$$\frac{\beta_x \Theta}{v} = \frac{A\varrho_1^2}{\varrho_1^2(1+x)^2} + \frac{A\varrho_2^2}{\varrho_2^2\left(1+\frac{1}{x}\right)^2}, \qquad (2)$$

wo x die Konzentration der Lösung ist $\left(=\frac{\varrho_2}{\varrho_1}\right)$ oder:

$$\frac{\beta_x \Theta}{v} = \frac{\beta_0 \Theta}{v(1+x^2)} + \frac{\beta \Theta}{v\left(1+\frac{1}{x}\right)^2}, \qquad (3)$$

wo β_0 und β die Kompressibiltät des Lösungsmittels und des Salzes in der Lösung sind. In verdünnten Lösungen ist β unendlich groß und so unbestimmbar. Vernachlässigen wir daher den zweiten Term auf der rechten Seite der Gl. (3). Nun ändert sich das Volumen der verdünnten Lösung nicht, β_0 ist also die Kompressibilität des reinen Lösungsmittels. Dann haben wir:

$$\frac{\beta_x \Theta}{v} = \frac{\beta_0 \Theta}{v(1+x^2)} \qquad (4)$$

oder:

$$\beta_x (1+x)^2 = \beta_0, \qquad (5)$$

wo β_x und β_0 die Kompressibilität der Lösung und des Lösungsmittels sind und x die Konzentration. Im folgenden Abschnitt wird Gl. (5) bestätigt werden.

1) Cohen-Schut, l. c.
2) K. C. Kar, diese Zeitschr. **24**, 429, 1923.
3) K. C. Kar, diese Zeitschr. **25**, 397, 1924.

III.

Die oben gegebene Gl. (5) zeigt, daß die Kompressibilität einer Lösung bei verschiedenen Konzentrationen von der Natur des Salzes unabhängig ist. Daher werden die theoretischen Werte in Tabelle I nicht angegeben, man kann sie leicht erhalten nach der theoretischen Kurve in Fig. 1 für wässerige Lösungen. In Tabelle II werden die beobachteten und berechneten Werte der Kompressibilität für mehrere anorganische Salzlösungen gegeben. Die entwickelte Theorie ist unzweifelhaft in guter Übereinstimmung mit der Versuchsreihe, wenn wir berücksichtigen, daß die Kompressibilitäten bei sehr verschiedenem Drucke gewonnen werden.

Tabelle I.

Wässerige Lösungen.

Beob.	Lösungen	Konzentration	Temp.	Druck (Atm.)	$\beta \times 10^6$ beob.
Tyrrer	KCl	0	20° C	1—2	45.9
Drecker	„	2,45	20	2—20	42.6
„	„	4,40	20	2—20	41.2
„	„	8.28	20	2—20	38,9
„	„	13,02	20	2—20	35.4
„	„	16,75	20	2—20	34.1
„	„	19,97	20	2—20	31,7
„	„	24,31	20	2—20	30.1
Gilbault	$NaCl$	2	20	0—300	42.58
„	„	5	20	0—300	40.03
„	„	8	20	0—300	37,67
„	„	11	20	0—300	35.52
„	„	14	20	0—300	33.48
„	„	17	20	0—300	31.65
„	„	20	20	0—300	29.91
„	„	23	20	0—300	28,28
„	„	26	20	0—300	26,69
Tyrrer	„	0	0	1—2	50,28
Schumann	„	1,32	0	0—10	49,7
„	„	13,53	0	0—10	35.7
„	„	22,22	0	0—10	27.9
„	„	26,21	0	0—10	24.9
Drecker	$CaCl_2$	5,8	20	2—20	39.7
„	„	9,9	20	2—20	37.1
„	„	17,8	20	2—20	31,3
„	„	24,1	20	2—20	27,0
„	„	30,2	20	2—20	25,6
„	„	35.4	20	2—20	23,6
„	„	40,9	20	2—20	21,7
Röntgen u. Schneider	$(NH_4)_2SO_4$	8,74	17,81	0—8	39,29
„	„	16,22	17,81	0—8	34.13
Gilbault	$NaNO_3$	5	20	0—300	41,83
„	„	10	20	0—300	39,18
„	„	20	20	0—300	35.10
Grassi	„	27.5	18.1	0—8	29,5
Röntgen u. Schneider	KOH	3,71	17,74	0—8	39.07
„	„	7 72	17.81	0—8	34.40

IV.

Flüssigkeitsgemische lassen sich in zwei Gruppen einteilen, je nachdem sie mischbar oder nicht mischbar sind. In diesem Abschnitt ermitteln wir die Formel für die Kompressibilität der mischbaren Flüssigkeitsgemische, welche sich wie Lösungen verhalten. Im einen Falle sind die gelösten Stoffe Flüssigkeit und im anderen feste Körper. Es gilt die oben erwähnte Gl. (3) also in diesem Falle der mischbaren Flüssigkeitsgemische, deren Kompressibilität anfangs

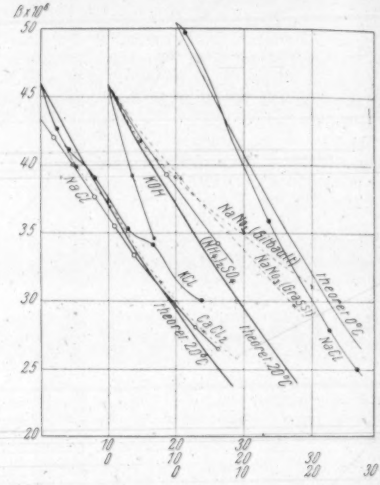


Fig. 1.

Tabelle II.

Wässerige Lösungen.

Lösungen	Konzentration %	Temp.	Druck (Atm.)	$\beta \times 10^6$ beob.	$\beta \times 10^6$ berechn.
$LiNO_3$	4.35	17.81° C	0—8	43.08	42.4
„	9,29	17,82	0—8	40.26	38,0
$LiBr$	5,84	17,71	0—8	42.99	40.7
„	11,78	17.64	0—8	40,04	35,0
$LiCl$	2,93	17.90	0—8	42,73	43,2
„	6,07	17.88	0—8	39.40	40.5
KNO_3	6.45	18,0	0—8	41,10	40,1
„	12.84	17.76	0—8	38.15	34.6
KBr	7,68	18,05	0—8	41,02	39.3
„	13,93	18,13	0—8	38,45	34,0
„	14,99	18,03	0—8	38,16	33,0
$NaBr$	6,87	17,82	0—8	42.46	40,7
„	13.44	17.69	0—8	39.33	34.5
Na_2CO_3	6.94	17,99	0—8	36,97	39.9
„	13.78	17.59	0—8	29,59	34,0
KJ	10,27	17.66	0—8	42,99	37,1
„	19,70	17,85	0—8	40,26	29.5
$BaCl_2$	2,11	0	0—8	50,1	48,5
„	2,11	18,91	0—8	44,7	44.1
„	4,52	0	0—8	46,7	46 0
„	4,52	19,6	0—8	43.4	42,1
K_2SO_4	9,30	17,61	0—1	38,63	37.5
K_2SO_3	8.69	18,03	0—1	37,17	38,4
„	16,94	17.81	0—1	30,16	31,5
NH_4Br	6,41	17,94	0—8	43,88	40.0
„	12.81	17.91	0—8	41.98	35.1

abnimmt und dann von einer gewissen Konzentration an wieder wächst bis zu der Kompressibilität der reinen gelösten Flüssigkeit (zweite Flüssigkeit). Die Abnahme der Kompressibilität des Gemisches von der des reinen Lösungsmittels (erste Flüssigkeit) erhalten wir durch Vernachlässigung des zweiten Termes auf der rechten Seite der Gl. (3), d. h. nach Gl. (4); während wir den darauffolgenden Anstieg erhalten, wenn wir den ersten Term vernachlässigen. Die neue Gleichung für diesen Fall wird also (vgl. Gl. (5)):

$$\beta_x (x+1)^{\overline{3}} = \beta x^2, \qquad (6)$$

wo β die Kompressibilität der zweiten Flüssigkeit ist. Wir bemerken dazu, daß jetzt die zweite Flüssigkeit das Lösungsmittel und die erste Flüssigkeit der gelöste Stoff ist.

Fig. 2 zeigt die theoretische und die beobachtete Kurve der Kompressibilität der Alkohol-Wassergemische bei verschiedener Konzentration. Eine genügende Anzahl von Kompressibilitätswerten für Salpetersäure (HNO_3) und Schwefelsäure (H_2SO_4) in Wasser sind nicht verfügbar. Die berechneten und beobachteten Werte sind deshalb nicht graphisch, sondern tabellarisch (Tabelle III) gegeben.

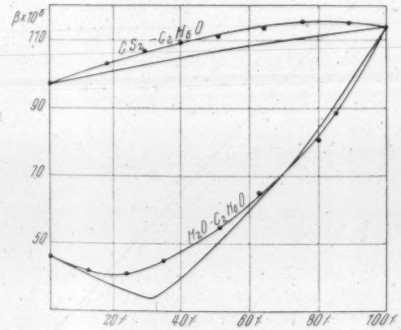


Fig. 2.

Tabelle III.

Wässerige Lösungen.

Elektrolyt	Konzentration %	Temp.	Druck (Atm.)	$\beta \times 10^6$ (beob.)	$\beta \times 10^6$ (berechn.)
HNO_3	4.21	17.94	0—8	45.11	42.5
	8.84	17.94	0—8	44.13	39.0
H_2SO_4	6.57	17.72	0—8	44.58	39.8
"	12.7	17.98	0—8	42.46	35.5

Tabelle III zeigt, daß die beobachteten Werte der Kompressibilität höher sind als die entsprechenden berechneten. Aber im Falle des Alkohol-Wassergemisches ist die Theorie in guter Übereinstimmung mit dem Versuch bei allen Konzentrationen, abgesehen von denen in der Nähe von 36 Proz.

V.

Die für mischbare Flüssigkeiten gültigen Gl. (5) und (6) werden ihre Gültigkeit verlieren, wenn die Flüssigkeiten nicht mischbar sind. Die Kompressibilität des nichtmischbaren Flüssigkeitsgemisches wollen wir jetzt nach einer neuen Methode bestimmen.

Haben wir nach Definition:

$$\beta_x = -\frac{1}{v}\frac{\Delta v}{\Delta p}, \qquad (7)$$

wo β_x die Kompressibilität des Gemisches bei Konzentration x ist und v das betrachtete Volumen des binären Gemisches. Aber es ist:

$$v = v_1 + v_2, \qquad (8)$$

wo v_1 und v_2 die Einzelvolumina sind, daher:

$$\beta_x = -\frac{1}{v_1 + v_2}\frac{\Delta v_1 + \Delta v_2}{\Delta p} \qquad (9)$$

oder nach algebraischen Transformationen:

$$\beta_x = \frac{1}{1+x}\beta_1 + \frac{x}{1+x}\beta_2, \qquad (10)$$

wo β_1 und β_2 die Kompressibilitäten der Flüssigkeiten sind und $x = \frac{v_2}{v_1}$ = die Konzentration des Gemisches. Wir möchten dazu bemerken, daß die Gl. (10) ganz ähnlich gebildet ist, wie die entsprechenden Gleichungen für spezifische Wärme und Brechungskoeffizient des binären Gemisches[1]). Fig. 2 gibt die theoretische und experimentelle Kurve für Schwefelkohlenstoff-Alkoholgemische. Andere nichtmischbare Flüssigkeitsgemische sollen in dieser Arbeit nicht mehr betrachtet werden.

Schließlich möchten wir noch darauf hinweisen, daß die Form der Kompressibilitätskurve der Lösungen und Flüssigkeitsgemische einen ähnlichen Verlauf hat wie die entsprechenden Dampfdruckkurven[2]).

1) Nernst, Theoretische Chemie, S. 112, 1921.
2) l. c. S. 116.

Kalkutta, 1. April 1925.

(Eingegangen 27. April 1925.)

Die optischen Interferenzversuche und die Comptonsche Verschiebung.

Von S. J. Wawilow.

Das Prinzip der Unveränderlichkeit der Farbe des einfachen Lichtes bei Spiegelung oder Brechung wurde von Newton[1]) aufgestellt. Die folgenden zwei Jahrhunderte der Entwickelung der Optik haben nur eine wesentliche Korrektion, den Doppler-Effekt zu diesem Grundgesetze der Newtonschen Optik hergebracht.

Wesentlich empfindlicher wird das Newtonsche Postulat durch die Comptonsche Rotverschiebung verletzt.

Nach der Theorie von Compton-Debye[2]) erleidet der Lichtstrahl bei Zerstreuung durch freie oder lose gebundene Elektronen eine Wellenlängenänderung vom Betrage:

$$\triangle \lambda = 0{,}0484 \sin^2 \frac{\Theta}{2} \text{ Å}, \qquad (1)$$

wo Θ der Winkel zwischen dem einfallenden und dem reflektierenden Strahl ist. Wie bekannt, hat die Theorie in manchen Fällen gute Bestätigung gefunden. Eine vollständigere Theorie, die auch den Fall von gebundenen Elektronen umfaßt, wurde von Compton[3]) entwickelt. In dieser Theorie kann $\triangle \lambda$ je nach dem Grade der Koppelung der Elektronen alle möglichen Werte von

$$\frac{\lambda^2}{\lambda - \lambda_s} \text{ bis } \infty \qquad (2)$$

annehmen. (λ_s — die Ionisationswellenlänge).

Von Roß[4]) wurde mit einer Genauigkeit von $1{,}5 \cdot 10^{-2}$ Å spektroskopisch nachgewiesen daß bei Spiegelung des sichtbaren Lichtes an Metallen keine Wellenlängeänderung vorliegt.

Weiter wird gezeigt, daß eine spektroskopische Beobachtung in diesem Fall überhaupt überflüssig ist, da man schon nach Ergebnissen von älteren Interferenzversuchen etwa mit einer Genauigkeit von 10^{-4} Å schließen kann, daß bei Reflexion des sichtbaren Lichtes keine merkliche Verschiebung der Wellenlänge stattfindet.

Der Übersichtlichkeit halber werden wir als Beispiel den Lloydschen[5]) Interferenzversuch besprechen. Der eine von zwei kohärenten Strahlen geht direkt zum Auge, der andere wird von einem Spiegel reflektiert. Diese zwei Strahlen interferieren miteinander. Es sei l_2 der Abstand des Spiegelungspunktes von dem Interferenzpunkte, l_1 der Abstand jenes Punktes, in dem der direkte Strahl im Moment der Spiegelung des zweiten Strahles sich befand. Der zweite Strahl erleide bei Spiegelung eine Comptonsche Änderung der Frequenz $-\triangle \nu$. Die konstante Phasenänderung des reflektierten Strahles ist für uns jetzt nicht von Belang. Der elektrische Vektor im Interferenzpunkte wird:

$$\left.\begin{aligned} S = s_2 + s_2 = a \sin 2\pi\nu\left(t + \frac{l_1}{c}\right) + \\ + a \sin 2\pi(\nu - \triangle\nu)\left(t + \frac{l_2}{c}\right) = \\ = 2a \sin \pi\left[2\nu t - \triangle\nu t + \frac{l_1}{c}\nu + \right. \\ \left. + \frac{l_2}{c}(\nu - \triangle\nu)\right] \cos \pi\left[\triangle\nu t + \right. \\ \left. + \frac{l_1}{c}\nu - \frac{l_2}{c}(\nu - \triangle\nu)\right]. \end{aligned}\right| \qquad (3)$$

Es werden Lichtschwebungen entstehen. Wenn die Kohärenzzeit τ genügend groß ist und $\triangle\nu$ kleiner z. B. als 20 ist, dann werden sich die Lichtschwebungen als ein laufendes Interferenzbild äußern, ähnlich dem von Righi[1]) hergestellten. Die Kohärenzzeit τ ist in keinem Falle genau bekannt. Wahrscheinlich ist sie nicht kleiner als 10^{-8} sec[2]). Wenn $\triangle\nu$ genügend groß ist, wird das Auge ein mittleres Bild wahrnehmen. Die mittlere Energie im betreffenden Punkte des Interferenzbildes pro Sekunde wird:

$$E = n \int_0^\tau (s_1 + s_2)^2 \, dt,$$

wo n die Zahl der kohärenten Impulse pro Sekunde ist. Da

$$\tau >> \frac{1}{\nu},$$

so erhält man:

$$\left.\begin{aligned} E = A\left[1 + \cos 2\pi\left|\frac{\triangle\nu\tau}{2} + \right.\right. \\ \left.\left. + \frac{\nu}{c}(l_1 - l_2) + \frac{\triangle\nu}{c} l_2\right| \frac{\sin \pi \triangle\nu\tau}{\pi \triangle\nu\tau}\right] \end{aligned}\right| \qquad (4)$$

wo A eine Konstante ist. Im Falle von $\triangle\nu = 0$ wird:

$$E_0 = A\left[1 + \cos 2\pi \frac{\nu}{c}(l_1 - l_2)\right] = \\ = 2A \cos^2 \pi \frac{\nu}{c}(l_1 - l_2);$$

1) Sir Isaac Newton Optics. I. Buch 2. Teil, Prop. II, Theor. II, S. 106. London 1721.

2) A. H. Compton, Phys. Rev. **21**, 483, 1923; P. Debye, Physik. Zeitschr. **24**, 161, 1923.

3) A. H. Compton, Phys. Rev. **24**, 168, 1924.

4) P. A. Roß, Phys. Rev. **22**, 201, 1923.

5) Vgl. z. B. die zahlreichen Beobachtungen nach der Lloydschen Methode von G. Quincke, Pogg. Ann. **142**, 222, 1871.

1) A. Righi, Journal de Physique **2**, 437, 1883; s. diese Zeitschrift **11**, 1020, 1910.

2) Vgl. E. Gehrcke, Die Anwendung der Interferenzen S. 110, 1906.

man erhält also eine normale Energieverteilung im Bilde. Wenn aber $\pi \triangle \nu \tau$ wesentlich von 0 verschieden wird, werden die Interferenzstreifen verwaschen. Im Falle von $\pi \triangle \nu \tau >> 1$ wird das zweite Glied von (4) so klein, daß das ganze Bild praktisch gleichmäßig beleuchtet wird.

Es sei $\lambda = 6000$ Å, $\tau = 10^{-8}$ sec. Die Comptonsche Verschiebung (1), die von Roß gesucht wurde, entspricht bei $\Theta = 180^0$ $4{,}84 \cdot 10^{-2}$ Å, $\triangle \nu = 4.10^9$ und folglich:

$$\frac{\sin \pi \triangle \nu \tau}{\pi \triangle \nu \tau} < \frac{1}{120}.$$

Wenn eine solche Verschiebung existierte, würde kein deutliches Interferenzbild entstehen. Die positiven Ergebnisse von allen Interferenzversuchen sprechen also mit großer Genauigkeit gegen die Existenz einer Wellenlängenänderung bei Spiegelung oder Brechung vom Betrage (1). Die neuerliche Theorie von Compton gibt eine befriedigende qualitative Erklärung dieser Tatsache, sie enthält aber keine genügende Zahl von Gleichungen, um sicher zu entscheiden, welche Verschiebung man z. B. bei Reflexion an Metallen erwarten kann. Die Grenze, bei der die obengenannte Verwaschenheit des Interferenzbildes praktisch kaum meßbar werden kann, entspricht etwa $\pi \triangle \nu \tau \sim 0{,}1$. Das entspricht der Frequenzdifferenz von etwa $3 \cdot 10^6$.

Wenn das zerstreuende Teilchen kein Elektron, sondern ein Wasserstoffatom wäre, so könnte man nach der Compton-Debyeschen Theorie eine Verschiebung $\triangle \lambda = 3{,}2 \cdot 10^{-5}$ Å erwarten; für $\lambda = 6000$ Å entspricht das der Frequenzdifferenz $\triangle \nu = 2{,}65 \cdot 10^6$, die schon an der Grenze der wahrscheinlichen praktischen Anwendbarkeit der Interferenzmethode liegt.

Jedenfalls kann die Verschiebung von etwa 10^{-4} Å interferometrisch noch bemerkt werden.

Mit anderen Worten dürfen wir auf Grund aller Interferenzversuche behaupten, daß das oben genannte Newtonsche Postulat wenigstens mit der Genauigkeit von etwa 10^{-4} Å gültig ist.

Es ist damit natürlich nicht ausgeschlossen, daß im äußersten Ultraviolett und mit Metallen von niedriger Ionisationsspannung die Comptonsche Verschiebung nach der Lichtschwebungsmethode entdeckt werden kann. Dann könnte das Interferenzbild auch zur Bestimmung der Kohärenzzeit τ dienen.

Moskau, Institut der Physik und der Biophysik, 3. Miusskaja.

(Eingegangen 6. Juni 1925.)

Eine Bemerkung zur Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe.

Von Ludwig Bergmann.

H. Greinacher[1]) berichtete kürzlich über einige Versuche zur Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe, auf die kurz zuvor A. Lambertz[2]) hingewiesen hatte. Dabei erwähnt Greinacher, daß bei der Benutzung einer Pintsch-Glimmlampe mit den Elektroden: halbkugelförmige Klappe und Draht die Zündung bei Bestrahlung mit einer Bogenlampe nur einsetzte, wenn der Draht zur Kathode gemacht und bestrahlt wurde. In dieser Form hatte ja auch Lambertz den Versuch angegeben. Wurde dagegen die halbkugelförmige Elektrode zur Kathode gemacht und bestrahlt, so trat angeblich keine Zündung ein. Hierfür liegt nun aber keine Erklärung vor. Bei der Wiederholung der Versuche fand ich auch in der Tat, daß der Versuch geht, wenn die halbkugelförmige Elektrode zur Kathode gemacht und dann an irgendeiner Stelle bestrahlt wurde. Macht man dagegen den kleinen Draht zur Kathode, so läßt sich bei Benutzung eines hinreichend feinen Lichtstrahles auch zeigen, daß die Zündung nur einsetzt, wenn der Draht direkt oder indirekt bestrahlt wird, dagegen bleibt die Zündung aus, wenn man die Kappe an der dem Draht gegenüberliegenden Stelle bestrahlt, so daß der Draht selbst vollkommen im Schatten liegt. Bei Greinacher war das bei diesem Versuch zur Bestrahlung benutzte Lichtbündel wohl zu breit, so daß noch zu viel diffuses Licht an die gegenüberliegende Seite der Elektrodenkappe gelangen konnte und dort durch Bestrahlung des Drahtes die Zündung hervorrief. Die von Lambertz angegebene Erscheinung, daß die Zündung der Lampe nicht einsetzt, wenn an die Lampe zuerst die Spannung angelegt und dann die Bestrahlung vorgenommen wurde, fand ich in Übereinstimmung mit Greinacher nicht bestätigt. Sehr schön läßt sich übrigens die ganze Erscheinung an einer Osramschriftglimmlampe zeigen, bei der die Elektroden aus zwei etwa 4×10 cm großen, ebenen Platten bestehen und dadurch für die Bestrahlung eine recht große Oberfläche bieten.

1) H. Greinacher, diese Zeitschr. **26**, 376, 1925.
2) A. Lambertz, diese Zeitschr. **26**, 254, 1925.

Marburg, Physikalisches Institut der Universität, Juni 1925.

(Eingegangen 17. Juni 1925.)

Eine annähernde Berechnung der Atomschwingungszahlen der Elemente der nullten Gruppe des periodischen Systems der Elemente.

Von J. Narbutt.

In einer Abhandlung „Zur Theorie des Schmelzvorganges" hat S. Ratnowsky für die Schmelzwärme einatomiger Stoffe die folgende Formel[1]) hergeleitet:

$$\varrho = \frac{3R}{2}\left(\frac{a-1}{a}\right)\Theta + 3RT_s \ln a. \qquad (1)$$

Hier ist ϱ die Schmelzwärme eines Grammatoms, a ist der Quotient aus der Atomschwingungszahl des festen und der des flüssigen Stoffes, Θ ist gleich $\beta\nu$, wo ν die Atomschwingungszahl des festen Stoffes und β eine Konstante ($= 4{,}77 \times 10^{-11}$) ist, T_s ist die absolute Schmelztemperatur beim Atmosphärendruck und R die Gaskonstante.

Für eine Reihe von Metallen ist a von Ratnowsky berechnet und als annähernd konstant angesehen worden. Doch ist aus der von ihm gegebenen Tabelle (l. c.) deutlich zu erkennen, daß a für die von ihm angeführten Metalle recht verschiedene Werte annehmen kann und nur für solche Metalle, welche zu derselben Nebengruppe des periodischen Systems gehören, annähernd gleich groß ist, obwohl auch in diesem Falle a sich ändert und kleiner wird, wenn das Atomgewicht der Metalle wächst.

Zur Formel (1) gelangte Ratnowsky dadurch, daß er bei seinen Rechnungen sich mit einem Gliede in den Reihenentwickelungen begnügte, was zulässig ist, wenn $T_s >> \Theta$ ist. Falls letztere Bedingung aber nicht erfüllt ist, müssen mehr Glieder berücksichtigt werden, und in der weiteren Darlegung werde ich die folgende, von mir erweiterte Formel benutzen:

$$\frac{\varrho}{T_s} = 3R\left\{\frac{1}{2}x\left(1-\frac{1}{a}\right) - \frac{1}{15}x^2\left(1-\frac{1}{a^2}\right) + \frac{1}{1260}x^4\left(1-\frac{1}{a^4}\right) + \ln a + \ln\frac{720 - 360x + 120x^2 - 30x^3 + 6x^4 - x^5}{720 - 360\frac{x}{a} + 120\left(\frac{x}{a}\right)^2 - 30\left(\frac{x}{a}\right)^3 + 6\left(\frac{x}{a}\right)^4 - \left(\frac{x}{a}\right)^5}\right\}, \qquad (2)$$

wo $x = \frac{\Theta}{T_s}$ ist.

Nach dieser Formel habe ich für Na, K, Rb und Cs die in der untenstehenden Tabelle befindlichen a-Werte berechnet, wobei ich für ϱ und T_s die genauen Angaben E. Rengades[2]) benutzt und für Θ die Daten aus einer Arbeit von F. Simon[3]) entnommen habe.

	ϱ	T_s	Θ	x	$\frac{\varrho}{T_s}$	a
Na	626 cal	371°	159	0.429	1,69	1,330
K	572 „	377°	94	0,279	1,70	1,332
Rb	525 „	312°	57	0,183	1.68	1,328
Cs	500 „	302°	42	0,139	1,66	1,321

Man sieht, daß a eine fast konstante Größe ist, wenn es sich um chemisch sehr ähnliche Metalle derselben Nebengruppe des periodischen Systems handelt, und daß auch $\frac{\varrho}{T_s}$ sehr wenig veränderlich ist, worauf ich schon früher hingewiesen habe[1]). Wenn $\frac{\varrho}{T_s}$ und a vollständig konstant wären, dann müßte x gemäß der Formel (2) für alle vier Metalle gleich sein, was aber durchaus nicht zutrifft, wie die Tabelle zeigt. Es ändern sich also $\frac{\varrho}{T_s}$ oder a oder alle beide fortlaufend um ein Geringes, und der letzte Fall ist der wahrscheinlichste.

Man kann ferner mit ziemlicher Sicherheit voraussetzen, daß diese Verhältnisse bei den Edelgasen, welche chemisch einander äußerst ähnliche Elemente sind, sich wiederholen, und dann wäre es möglich, x und daraus ν für die Edelgase annähernd zu berechnen, wenn ϱ, T_s und Θ für ein Edelgas bekannt sind.

Nun hat A. Eucken[2]) für das Argon aus seinen Messungen der spezifischen Wärme für Θ den Wert 85 gefunden, und der Schmelzpunkt liegt bei 83.8° abs.; also ist x gleich 1,01. Da ϱ für das Argon auch von Eucken (l. c., S. 15) gemessen worden ist ($\varrho = 267{,}9$ cal), ist a, berechnet nach (2), gleich 1,739.

Weil hier, wie bei den Alkalimetallen und in anderen Fällen (vgl. die Tabelle bei Ratnowsky, l. c.), die Größen a und $\frac{\varrho}{T_s}$ sich fort-

1) Ber. d. Deutsch. Phys. Ges. **16**, 1038, 1914. In der Abhandlung von Ratnowsky ist die obige Formel (1) mit einem Druckfehler behaftet, denn es muß dort im ersten Summanden $\frac{3R}{2}$ und nicht $3R$ stehen. Der Druckfehler scheint bisher nicht beachtet worden zu sein und hat bei anderen Autoren, welche die Formel unkontrolliert verwendet haben, Anlaß zu falschen Schlüssen gegeben.

2) Chem. Zentralbl. **2**, 573, 1913.

3) Zeitschr. f. phys. Chem. **110**, 572, 1924.

1) Physik. Zeitschr. **22**, 52, 1921.

2) Ber. d. Deutsch. Phys. Ges. **18**, 10, 1916.

laufend ändern werden, so entsteht die Frage nach dem möglichen Umfange dieser Änderungen.

Nach der Tabelle für die Alkalimetalle beträgt die größte Differenz von a ca. $^3/_4$ Proz. und die von $\frac{\varrho}{T_s}$ ca. $2^1/_2$ Proz, und auch aus der Tabelle in der Abhandlung von Ratnowsky folgt für andere regulär kristallisierende Metalle, daß sie für a nicht größer als ca. 3 Proz. ist, wenn man nur Metalle derselben Nebengruppe des periodischen Systems miteinander vergleicht. Falls man alle Edelgase berücksichtigt, ist im Auge zu behalten, daß die Endglieder dieser Gruppe viel weiter auseinanderstehen als diejenigen der angeführten Alkalimetallgruppe, und deshalb mögen die größten Differenzen hier höher veranschlagt werden, als sie bei den obigen Alkalimetallen tatsächlich sind.

Die Annahme, daß die äußersten Differenzen für $a \pm 0{,}045$ $(a = 1{,}739)$ und für $\frac{\varrho}{T_s} \pm 0{,}16$ $\left(\frac{\varrho}{T_s} = 3{,}197\right)$ nicht übersteigen, dürfte hier genügen, und dann läßt sich unter Zuhilfenahme graphischer Darstellung berechnen[1]), daß die ν-Werte innerhalb der Grenzen 0 und 2,2 liegen. Die entsprechenden Θ-Werte steigen dann von sehr geringen Werten, welche sich 0 nähern, bis zu $2{,}2\,T_s$ an, und der höchste ν-Wert kann $4{,}6 \times 10^{10}\,T_s$ erreichen.

Wir wollen nun die erhaltenen Zahlen dazu benutzen, um eine Aussage inbetreff der Größe der Atomwärmen zu machen.

Bekanntlich kann man die Atomwärmen fester Stoffe berechnen, wenn die Θ- bzw. ν-Werte genügend genau ermittelt sind. Obwohl die Genauigkeit hier längst nicht genügend ist, damit der Verlauf der Kurven festgelegt werden kann, ist eine Orientierung über die ungefähre Größe der Atomwärme der festen kondensierten Edelgase nahe beim Schmelzpunkte doch möglich, und Interesse verdient die Schätzung der Atomwärme vom Helium, welches im festen Zustande noch nicht erhalten worden ist.

Entsprechend den gefundenen Θ-Werten, sollte das feste Helium beim Schmelpunkte, also nur ganz wenig über dem absoluten Nullpunkte, eine zwischen 4,7 und 6 cal liegende Atomwärme bei konstantem Volumen und eine sehr hohe spezifische Wärme von über eins besitzen, wobei die Größe der Atomwärme vermutlich sich mehr 4.7 cal nähern sollte. (Die Atomwärme des anderen äußersten Endgliedes der Edelgasgruppe — der Em — wird sich wohl mehr 6 cal nähern). Innerhalb eines äußerst geringen Temperaturintervalles müßte dann ein rapides Sinken der Atomwärme des Heliums stattfinden.

Weil a der Quotient aus den Atomschwingungszahlen des festen und des flüssigen Elementes ist, welcher für das Argon gleich 1,739 ist, so liegt die höchste Grenze für die Atomschwingungszahlen der Elemente der nullten Gruppe im flüssigen Zustande beim Erstarrungspunkte bei $1{,}3\,T_s$; doch sind die Atomwärmen bei konstantem Volumen aller verflüssigten Edelgase in der Nähe des Erstarrungspunktes sicher nahezu gleich denen der festen kondensierten, wie das von Eucken (l. c., S. 20) für das Argon experimentell festgestellt worden ist.

[1]) Dabei gelangten auch Formeln mit noch mehr Gliedern zur Verwendung, als die Formel (2) enthält.

Zusammenfassung.

Das Verhältnis der Atomschwingungszahlen der einatomigen Elemente im festen und im flüssigen Zustande ist im allgemeinen keine Konstante und zeigt sogar innerhalb der Nebengruppen des periodischen Systems eine fortlaufende Änderung seiner Größe. Für die Elemente der Alkalimetallgruppe Na, K, Rb und Cs ist das Verhältnis ca. $^4/_3$ und für die Elemente der nullten Gruppe des periodischen Systems ist es ca. $^7/_4$.

Die Atomwärmen bei konstantem Volumen der festen kondensierten und der verflüssigten Edelgase dürften bei den Schmelztemperaturen zwischen 4,7 und 6 cal liegen.

Dorpat, im Mai 1925.

(Eingegangen 22. Juni 1925.)

Bemerkung über Gasentladungen bei sehr kleinen Stromstärken.

Von R. Seeliger u. J. Schmekel.

In den handelsüblichen Glimmlampen bildet sich, wenn ein genügend großer Widerstand vorgeschaltet ist, eine eigentümliche, von der bekannten Glimmentladung mit Kathodendunkelraum und negativem Glimmlicht ganz verschiedene Entladungsform aus, die nur aus einer schwachen diffusen Leuchterscheinung auf der Anode besteht. Da diese Erscheinung fast stets zu beobachten ist, wenn z. B. die Stromzuführung einmal gelegentlich durch den Körper des Beobachters geschieht, dürfte sie sicher schon bekannt sein. In der Literatur haben wir allerdings noch keine Angaben darüber gefunden; es hat diese Entladungsform aber kürzlich Herr Schmierer (nach freundlicher brieflicher Mitteilung von Herrn Gehlhoff) in einem Vortrag

in Leipzig besprochen, wobei er eine von der hier gegebenen Theorie grundsätzlich abweichende entwickelt hat. Deshalb und weil sich an die Deutung dieser Entladungsform einige Betrachtungen von allgemeinerem Interesse anschließen lassen, sei im Folgenden kurz über eine vorläufige Untersuchung berichtet.

1. Die Charakteristik der fraglichen Entladungsform und ihr Übergang in die gewöhnliche Glimmentladung lassen sich leicht untersuchen. Wir benutzten dazu sowohl Glimmlampen der üblichen Form wie auch eine Entladungsröhre mit zwei parallelen glimmerhinterlegten Plattenelektroden von etwa 15×25 mm Fläche, die ebenfalls mit Neon-Heliumgemisch von 10 mm Druck gefüllt war. Der Strom wurde gemessen mit einem Galvanometer von 10^{-8} Amp./Sktl. Empfindlichkeit, die Spannung mit einem Lutzschen Saitenelektroskop, als Stromquelle diente eine Batterie kleiner Vartaakkumulatoren von zusammen 500 Volt Klemmspannung in Verbindung mit der üblichen Potentiometerschaltung und als (konstanter) Vorschaltwiderstand ein Silitstab von etwa 10^6 Ohm. Zu achten ist bei den Versuchen lediglich auf gute Isolation aller stromführenden Teile, die durch Paraffinklötze leicht zu erreichen ist; empfehlenswert ist ferner die Benutzung ungesockelter Lampen.

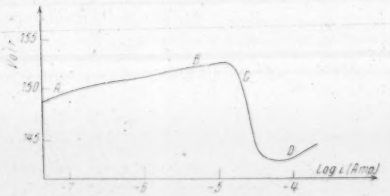


Fig. 1.

Die Charakteristiken haben die in Fig. 1 in einem Beispiel schematisch gezeichnete Form: von A bis B breitet sich die anodische Leuchterscheinung teils auf der Oberfläche der Anode, teils im Entladungsraum mehr und mehr aus, die Entladespannung steigt meist langsam mit dem Strom. Etwa bei C hat das Leuchten die Kathode erreicht, die Spannung sinkt ab, bis etwa bei D nun die reguläre Glimmentladung sich an der Kathode auszubilden beginnt. Die Stromdichte an der Kathode hat dann den sog. normalen Wert von einigen Zehntel Mill.-Amp./cm² und von da ab verläuft mit weiter zunehmendem Strom alles in bekannter Weise.

2. Zur Deutung der beschriebenen Entladungsform A bis B — der Teil B bis D bildet bereits den Übergang zwischen dieser und der regulären Glimmentladung — schließen wir uns an eine von Holm[1]) gegebene Darstellung der verschiedenen Arten der selbständigen Gasentladungen an. In der Entladungsform, die wir Glimmentladung nennen, ist das Feld im Entladungsraum und insbesondere vor der Kathode fast allein bestimmt durch Raumladungen, die Oberflächenladungen der Elektroden spielen nur eine nebensächliche Rolle. Deshalb ist zur Existenz der Glimmentladung eine bestimmte minimale Stromdichte an der Kathode, nämlich die normale Stromdichte, notwendig. Außerdem gibt es aber nun noch eine andere Form der selbständigen Entladung, die wir die Townsendsche nennen. Bei dieser spielen umgekehrt die Oberflächenladungen der Elektroden die Hauptrolle bezüglich der Feldbestimmung, die Raumladungen hingegen bei kleinen Strömen praktisch überhaupt keine und bei stärkeren Strömen auch nur eine feldverzerrende, keine genetisch notwendige. Wir haben also von diesem Standpunkt aus das folgende Schema:

Glimmentladung	Townsend-Entladung
Kathodenfall durch Raumladungen	Keine wesentliche Einwirkung eigener Raumladungen.
Definierte Stromdichte, insbesondere an der Kathode	Keine definierte Stromdichte (nur darf die Stromdichte nicht zu groß sein)

In dem Maße, wie bei der Townsend-Entladung die Stromdichte zunimmt, gewinnen die Raumladungen an Bedeutung, bis sie groß genug werden zur Erzeugung eines Kathodenfalles. Demgemäß gibt es Zwischenformen und einen Übergang von der Townsend-Entladung zur Glimmentladung.

3. Durch diese Überlegungen werden wir zu der Deutung geführt, daß die oben beschriebene Entladungsform A bis B nichts anderes ist als die Townsend-Entladung bei niederen Drucken. Auch der Übergang zur Glimmentladung kommt in der Charakteristik deutlich zum Ausdruck und insbesondere zeigt sich auch der bereits von Townsend[2]) theoretisch verfolgte Abfall der Entladespannung (Gebiet C bis D) bei der Ausbildung einer genügend großen Raumladung vor der Kathode, d. h. eines Kathodenfalles. Zu beantworten ist aber nun noch die Frage, warum man zwar die Townsendsche Form nicht nur bei tiefen Drucken, nämlich in der hier beschriebenen Erscheinung, sondern auch bei hohen Drucken, nämlich als die sog. Korona, kennt, warum

1) R. Holm, Physik. Zeitschr. **25**, 497, 1924; **26**, 412, 1925.

2) J. S. Townsend, Marx' Hdb. d. Rad. Bd. I, S. 581 ff.

man aber andererseits die Glimmentladungsform gewöhnlich nur bei tiefen Drucken, nicht aber auch bei hohen realisieren kann und ob bzw. wie dies möglich sein könnte. Die Antwort darauf ist zu geben, wenn wir uns vergegenwärtigen, daß die normale kathodische Stromdichte vom Gasdruck abhängt und mit diesem stark wächst. Bei hohen Gasdrucken würde die Glimmentladungsform zur Erzeugung der notwendigen Raumladungen so große Stromdichten erfordern, daß bereits vor ihrer Realisierung die Korona in einen vollkommenen Durchbruch als Funke oder Lichtbogen umgeschlagen ist. Es ist also lediglich dieser sozusagen zufällige — genauer gesagt energetisch-thermische — Grund, der verhindert, daß man im allgemeinen bei hohen Drucken die Glimmentladung realisieren kann. Nur unter speziellen (übrigens nun unschwer verständlichen) Versuchsbedingungen scheint es möglich zu sein, auch hier die Glimmentladungsform neben der Korona zu erhalten, so z. B. an feinen, negativen Spitzen[1]). Man kann dies in ein übersichtliches Schema bringen, und erhält dann etwa die in Figur 2 skizzierte Abgrenzung der

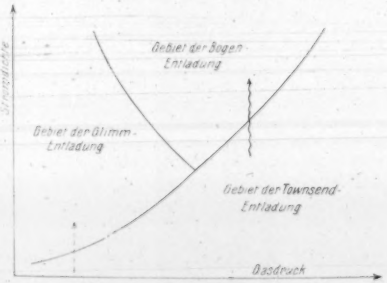


Fig. 2.

typischen Druck-Stromdichtegebiete. Die oben beschriebene Charakteristik würde in diesem Schema etwa längs des punktierten Pfeiles verlaufen und man erkennt nun deutlich, warum ein analoger Übergang von der Townsend-Entladung zur Glimmentladung bei höheren Drucken, also z. B. längs des Schlangenpfeiles, im allgemeinen nicht durchführbar ist.

Der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung danken wir für die Herstellung der benutzten Glimmlampen, der Notgemeinschaft für die Überlassung der Hochspannungsbatterie.

1) E. Warburg, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **6**, 181, 1909; J. Stark, Verh. d. D. Phys. Ges. **6**, 104, 1904.

(Eingegangen 4. Juli 1925.)

Nachtrag (zu der Notiz über „Die Energiebilanz für die Absorption der Röntgenstrahlen"[1]).

Von W. Bothe.

Wie ich nachträglich bemerke, hat bereits Kossel[2]) klar auf die Möglichkeit hingewiesen, daß durch „Klein-Rosseland-Prozesse" (die im Resultat identisch sind mit „innerer Absorption" von Fluoreszenzstrahlung) die Ausbeute an Fluoreszenzstrahlung wesentlich herabgesetzt werden könnte.

Ergänzend sei noch bemerkt, daß kürzliche Versuche von Barkla und Dallas[3]) für Ag auf eine innere Absorption von nur 7 Proz. schließen lassen, einen Wert, der sich den bereits angegebenen für Br und Cr gut anschließt. Extrapolierend kann man hiernach erwarten, daß bei den schwersten Elementen die innere Absorption der K-Fluoreszenzstrahlung fast völlig verschwinden wird.

1) Diese Zeitschr. **26**, 410, 1925.
2) W. Kossel, Zeitschr. f. Phys. **19**, 333, 1923.
3) Barkla u. Dallas, Phil. Mag. **47**, 1, 1924.

Charlottenburg, 30. Juni 1925.

(Eingegangen 2. Juli 1925.)

Das Widerstandsgesetz der turbulenten Strömung in Rohren.

(Zur Arbeit von M. Jakob und S. Erk: Der Druckabfall in glatten Rohren und die Durchflußziffer von Normaldüsen[1]), und anderen.)

Von Ludwig Schiller.

In den folgenden Zeilen soll ein kurzer Bericht über den Inhalt der im Titel genannten Arbeit von Jakob und Erk gegeben werden, die mir durch die Schriftleitung zur Besprechung zugegangen ist. Außerdem möchte ich einige weitere Bemerkungen über das Widerstandsgesetz anschließen, das neuerdings sowohl auf technisch- als auch theoretisch-physikalischer Seite erhöhtem Interesse begegnet.

Die Arbeit von Jakob und Erk ist entstanden aus dem Bestreben, eine bequeme und zuverlässige Methode anzugeben für die Eichung von Düsen, die, eingeschaltet in eine Rohrleitung, zur Mengenmessung strömender Flüssigkeiten und Gase ausgedehnte Verwendung finden. Die Eichung besteht in der Ermittelung

1) Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Veröffentlicht als Forschungsarbeit auf d. Gebiet des Ingenieurwesens. Heft 267. 28 S. Berlin, VDI-Verlag. 1924. M. 4.—.

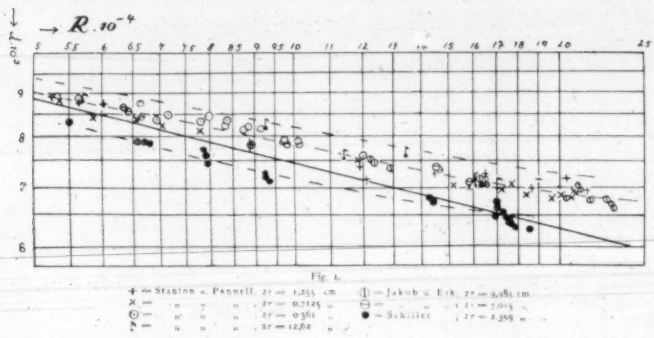


Fig. 1.

+ = Stanton u. Pannell, $2r = 1{,}255$ cm
× = " " " , $2r = 0{,}7125$ "
○ = " " " , $2r = 0{,}361$ "
⊙ = " " " , $2r = 1{,}2762$ "
① = Jakob u. Erk, $2r = 0{,}985$ cm
② = " " , $2r = 7{,}015$ "
● = Schiller, $2r = 2{,}369$ "

der sogenannten „Durchflußziffer" α, definiert durch:

$$V = \alpha F \sqrt{2g \frac{\triangle p}{\gamma}}$$

(V = sekundliches Volumen, F = engster Querschnitt, $\triangle p$ = Druckdifferenz vor und hinter der Düse, γ = spez. Gew. der Flüssigkeit).

Da die Eichung mit Hilfe von großen Gasometern Ungenauigkeiten und Unbequemlichkeiten mit sich bringt, schlug Jakob (bereits 1922) vor, der zu eichenden Düse ein glattes Rohr vorzuschalten und aus dessen Druckabfall und Widerstandsgesetz die durchfließende Menge zu ermitteln und damit die Düse zu eichen[1]). Wesentlich hierbei ist natürlich die Zuverlässigkeit des Widerstandsgesetzes für das (technisch) glatte Rohr, das in einer dem Ähnlichkeitsgesetz entsprechenden Form lautet:

$$\triangle p = \lambda \gamma \frac{l}{r} \frac{\bar{u}^2}{2g}, \text{ wo } \lambda = f(R).$$

(l = Länge der Meßstrecke, $\bar{u}$ = mittlere Geschwindigkeit, r = Rohrhalbmesser bzw. hydraulischer Radius $2F/U$, wo F = Querschnitt, U = benetzter Umfang; $R = \frac{\bar{u} \cdot r}{\nu}$ = Reynoldssche Zahl, ν = kinematische Zähigkeit).

Der genauen Prüfung der Funktion λ galt bereits eine frühere Untersuchung von Jakob, die sich bis zum Wert $R = 35000$ erstreckte und in der er ziemliche Übereinstimmung mit dem von Blasius angegebenen Potenzgesetz $\lambda = c_1 \left(\frac{\nu}{2\bar{u} \cdot r}\right)^{c_2}$ fand (Blasius [bis $R = 50000$]: $c_1 = 0{,}1582$; $c_2 = 0{,}25$. Jakob [bis $R = 35000$]: $c_1 = 0{,}1635$; $c_2 = 0{,}254$). Nun erwies es sich aber als nötig, bei der Eichung der Normaldüsen bis zu $R = 235000$ zu gehen und demgemäß sich des Rohrwiderstandsgesetzes bis zu diesen hohen R-Werten zu vergewissern. In Anbetracht gewisser Abweichungen in dem nicht sehr großen hier vorliegenden Versuchsmaterial unternahmen nun Jakob und Erk neue ausgedehnte und augenscheinlich sehr sorgfältig durchgeführte Versuche in dem erwähnten Bereich (bis zu $R = 231000$) mit drei nahtlos gezogenen Messingrohren von 100, 70 und 47 mm l. W. und Wasser als Versuchsflüssigkeit. Von diesen Versuchsreihen lieferten zwei (100- und 70 mm-Rohr) sehr gute Übereinstimmung mit älteren Versuchen von Stanton und Pannell und damit eine nicht unwesentliche Abweichung vom Blasiusschen Potenzgesetz, insofern sich die λ-Werte etwa von $R = 70000$ ab mehr und mehr vom Potenzgesetz nach höheren Werten entfernen (vgl. Fig. 1, in der sich das Blasiussche Gesetz als dick ausgezogene Gerade und die Stantonschen und Jakobschen Werte eingetragen finden). Stantons Werte gehorchen im Mittel der Gleichung $\lambda = 0{,}0036 + 0{,}3052 \cdot (R)^{-0{,}35}$, die Jakobs $\lambda = 0{,}00357 + 0{,}3052 \cdot (R)^{-0{,}35}$. Nicht aufgeführt haben Jakob und Erk die Messungen mit dem Rohr 47 mm l. W., das wohl einen ähnlichen Verlauf, jedoch im Mittel um 3,7 v. H. höhere λ-Werte ergeben habe. Ihr ungefährer Verlauf findet sich in Fig. 1 als die obere gestrichelte Linie eingezeichnet.

Die beiden ersten Rohre wurden nun in der angegebenen Weise unter Verwendung von Luft zur Eichung mehrerer Normaldüsen, einer Düse Bauart Hinz und verschiedener Stauränder verwendet. Dabei ergab sich als wichtiges

1) Ein der Materie ferner stehender Leser wird vielleicht fragen, warum man denn dann in der Verbrauchsleitung nicht einfach die Menge aus dem Druckabfall im Rohr selbst bestimmt. Das ist unmöglich, da diese Rohre von Natur aus oder durch Ablagerungen und sonstige Veränderungen während des Betriebs stets mehr oder weniger rauh sind und dann das Widerstandsgesetz nicht genügend festliegt.

Resultat für die Normaldüsen, unabhängig von Größe, Reynoldsscher Zahl und Art des Einbaues (Ausfluß- oder Durchflußdüse), $\alpha = 0{,}96$ gegenüber früheren[1]) Werten von 0,97 bis 0,995. Technisch bedeutsam erscheint vor allem die Tatsache, daß man hiernach in der Lage ist, mit beliebig großen Düsen Gasmengen praktisch genügend genau messen zu können.

Sowohl technisch als physikalisch interessiert nun die Frage, inwieweit man in dem angegebenen Gesetz, dem die Stantonschen und die Jakobschen Messungen (diese wenigstens bei 2 von 3 Rohren) gehorchen, das Widerstandsgesetz für das „technisch glatte" Rohr sehen kann. Mit anderen Worten: Wie weit kann man bei Freihaltung von Meßfehlern (in Mengen-, Druck-, Durchmesser- usw. Bestimmung) auf eine Übereinstimmung der λ-Werte rechnen bei Auswechslung der Rohre und Veränderung der Versuchsanordnung, insbesondere der Zuströmungsbedingungen? Was zunächst das Letztere betrifft, so ist der allgemeine Eindruck, den man aus den verschiedenen Untersuchungen gewinnt, der, daß den Zuströmungsbedingungen kein wesentlicher Einfluß zukommt, sofern nur der Meßstrecke eine genügende Anlaufstrecke (25 bis 50 Durchmesser) vorgeschaltet wird. Dagegen kann man sich des Eindrucks nicht erwehren, daß die mit verschiedenen Rohren (auch von einem Autor, also bei konstanten Versuchsbedingungen) gewonnenen Resultate sich vielfach wesentlich mehr voneinander unterscheiden, als man durch irgendwelche Meßfehler bedingt ansehen möchte. So sieht man z. B. in Fig. 1 bei den Stantonschen Messungen, daß die λ-Werte für $d = 0{,}361$ cm etwa 4 Proz. höher liegen als die für $d = 0{,}7125$ cm. So liegen auch, wie oben erwähnt, die Messungen von Jakob und Erk für ein Rohr 3,7 Proz. höher als die für seine beiden anderen Rohre, etwa 7 Proz. höher als die für das zweitgenannte Stantonsche Rohr. Demnach können auch meine eigenen, in der Fig. 1 wiedergegebenen Messungen, die etwa 8 Proz. unter den Werten obiger Gleichung liegen, noch zu Recht bestehen.

Es ist also die Möglichkeit nicht von der Hand zu weisen, daß solche bis zu mehreren Prozent reichenden Abweichungen nicht auf Versuchsfehler oder dergleichen zurückzuführen sind, sondern — in Anbetracht des oben erwähnten wahrscheinlichen Ausscheidens eines Einflusses von Zuströmungsverschiedenheiten — von Verschiedenheiten in der Rohrwandung herrühren. Und zwar spricht mancherlei dafür, daß für den hier zunächst in Rede stehenden Effekt — eine annähernde Parallelverlagerung der $\lg \lambda$-Kurve in Richtung der λ-Achse, mit nur schwachen Neigungsänderungen, d. h. des Exponenten im Widerstandsgesetz, — eine ganz bestimmte Art der Abweichung von der ideal glatten Wandung in Frage kommt. Es ist nämlich mehrfach festgestellt, daß leichte Verschmutzung, Trübung der Oberfläche usw. gegenüber Hochglanz im Widerstand nicht sehr zu bemerken ist. Es besteht aber noch — auch bei glänzender Oberfläche — die Möglichkeit sanfterer Erhebungen und Vertiefungen, deren Wellen sich naturgemäß der Strömung aufprägen und Widerstand erhöhend wirken. Qualitativ spricht hierfür die aus einer Zusammenstellung von Hopf[1]) über umfassendes Versuchsmaterial festzustellende Tatsache, daß gerade Röhren mit sanfteren Erhebungen (Holzröhren, asphaltierte Eisenröhren, abgewalzte Waffelbleche), von Hopf mit „Wandwelligkeit" bezeichnet, die hier in Frage stehende Eigenschaft einer ungefähren Parallelverlagerung der $\lg \lambda - \lg R$-Kurve gegenüber der des glatten Rohres zeigen[2]) (vgl. Fig. 3, Typus II). Eine quantitative Abschätzung der Erhebungen, die in diesem Sinn zu den oben genannten, bei „glatten" Rohren auftretenden λ-Schwankungen führen würden, wird ermöglicht durch Messungen von Fromm[3]) an einem Waffelblech, das er sowohl in seinem ursprünglichen Zustand, als auch zu drei verschiedenen Graden abgewalzt als Wandung seiner Meßrinne verwendet hat. In Fig. 2 habe ich, aus den Frommschen Messungen abgeleitet, λ als $f(\varepsilon)$ aufgetragen (ε = halbe maximale Erhebung in mm) für $R = 18000$. Die vier verschiedenen Signaturen und zugehörigen Linien entsprechen vier verschiedenen hydraulischen Radien[4]) ($d = 13, 18, 23$ und 30 mm)[5]). Aus ihr ist zu entnehmen, daß

1) Nach den „Regeln für Leistungsversuche an Ventilatoren und Kompressoren, aufgestellt vom Verein Deutscher Ingenieure und dem Verein Deutscher Maschinenbauanstalten im Jahre 1912".

1) L. Hopf, Die Messung der hydraulischen Rauhigkeit. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 3, 335 (Fig. 3), 1923.

2) An einem gewundenen Rohr mit verhältnismäßig grober „Welligkeit" (wie sie zur Aufhängung von Beleuchtungskörpern Verwendung finden) erhielt ich selbst ebenfalls einen $\lg \lambda$-Verlauf mit stark erhöhtem λ (etwa dreifach), jedoch auch annähernd parallel zur Blasiuskurve. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 3, 12 (Fig. 9), 1923.

3) K. Fromm, Strömungswiderstand in rauhen Rohren. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 3, 348—351 (Fig. 19—23), 1923.

4) Als solche benutzt Fromm die Rinnenhöhen d. λ ist hier definiert als $\frac{\Delta p}{\gamma \cdot l} \cdot \frac{d \cdot g}{\bar{u}^2}$, R als $\bar{u} \cdot d / 2\nu$.

5) Für die halbe maximale Erhebung im ursprünglichen Zustand gibt Fromm an $\varepsilon = 0{,}427$ mm. Für die drei abgewalzten Zustände erhielt ich dann durch Ausmessung der auf S. 351 l. c. reproduzierten Mikrophoto-

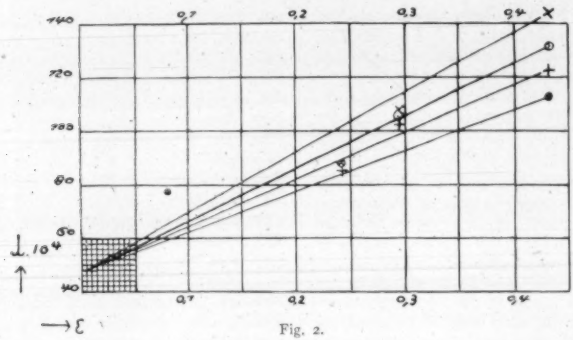


Fig. 2.

einer (ganzen) maximalen Erhebung $2\varepsilon = 0{,}05$ mm gegenüber dem „glatten" Rohr ein Anstieg in λ von 0,00475 auf ca. 0,0052, also um rund 10 Proz. entspricht. Berücksichtigt man, daß auch das „glatte" Rohr gewisse Wellen enthalten wird, so kommt man zu noch größerer Empfindlichkeit der λ-Werte gegenüber einer Variation der „Welligkeit". Von solchem Gesichtspunkt aus erscheinen auch die hohen λ-Werte, die Wildhagen[1]) für drei Glaskapillaren von 0,3 bis 0,5 mm l. W. erhielt (N.B! ebenfalls mit völlig parallelem Verlauf zum Blasiusschen Gesetz), in Anbetracht seiner sehr kleinen Weiten durchaus nicht so unwahrscheinlich, als man sonst geneigt wäre anzunehmen[2]). Über die Größe der bei gezogenen Messingrohren vorkommenden „Wellen" hat man einen Anhalt aus optischen Bestimmungen des Durchmessers an einem Rohr von 2 mm l. W., die kürzlich von Speyerer[3]) veröffentlicht wurden. Die Durchmesser eines Querschnitts schwanken hier unregelmäßig bis zu 0,07 mm. Man muß also bei dem technischen Material des „glatten Rohres", wie es von der Fabrikation geliefert wird, stets mit beträchtlichen Schwankungen des Widerstandsbeiwertes λ bis zu 5 Proz. und darüber zu rechnen haben.

Die bisherigen Betrachtungen haben lediglich Verschiebungen der lg λ-Kurve annähernd parallel zur λ-Achse in Betracht gezogen und die Konstanz der Kurvenform stillschweigend vorausgesetzt. Es erhebt sich also jetzt noch die Frage, inwieweit man mit dieser rechnen kann. Solange man nicht zu sehr großen R-Werten (über $R = 75000$) ging, mußte man in dem Blasiusschen Potenzgesetz $\lambda = C \cdot R^{-n}$ eine ebenso praktische wie ausreichende Darstellungsform der bestehenden Gesetzmäßigkeiten sehen. Auch noch bis zu höheren R-Werten (etwa $R = 180000$) glaubte ich nach meinen früheren Messungen — bei etwas zu summarischer Betrachtung aller meiner Resultate mit verschiedenen Rohren von den kleinsten bis zu den größten R-Werten — die Brauchbarkeit des Blasiusschen Gesetzes annehmen zu müssen[1]). Durch die neuen Ergebnisse von Jakob und Erk ist die Situation insofern geändert, als sie in Übereinstimmung mit Stanton von etwa $R = 75000$ ab eine deutliche Abweichung vom einfachen Potenzgesetz feststellten. Umso erfreulicher ist es, daß eine spezielle Betrachtung meiner Resultate mit dem weitesten Rohr, das ich tatsächlich als einziges bei den hohen R-Werten maß, deutlich denselben Kurvenverlauf liefert, wie ihn zuerst Stanton, dann auch Jakob und Erk gefunden haben: Fig. 1 läßt dies gut erkennen. Insofern besteht also zwischen Jakobs und meinen früheren Resultaten nicht der Gegensatz, wie man ihn aus Jakobs und Erks Darstellung, insbesondere seinen graphischen herauslesen muß, vielmehr eine recht gute Parallelität im Kurvenverlauf.

graphien $\varepsilon = 0{,}296$, 0,242 und 0,0806 mm. Da es sich hierbei nur um annähernd richtige Werte handeln kann, habe ich mich in Fig. 2 darauf beschränkt, den Wert für $\varepsilon = 0$ (glattes Rohr) mit den Werten für $\varepsilon = 0{,}427$ mm durch gerade Linien zu verbinden. Die Abweichungen für die λ der anderen ε von den Geraden liegen im Bereich der in ε usw. möglichen Meßfehler. Nicht ganz der Wirklichkeit entsprechend wird die Linienführung darin sein, daß die Abhängigkeit vom hydraulischen Radius bei kleinen ε kleiner zu sein scheint, als dort der Divergenz der Geraden entspricht. Doch kommt es hierauf für unseren Zweck nicht an.

1) M. Wildhagen, Über den Strömungswiderstand hochverdichteter Luft in Rohrleitungen. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 3, 194 (Fig. 18), 1923.

2) Vgl. Jakob u. Erk, l. c. S. 5, Fußn. 5.

3) H. Speyerer, Die Bestimmung der Zähigkeit des Wasserdampfes. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurwes., Heft 273, S. 9, 1925.

1) L. Schiller, Über den Strömungswiderstand von Rohren verschiedenen Querschnitts und Rauhigkeitsgrads. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 3, 5, 1923.

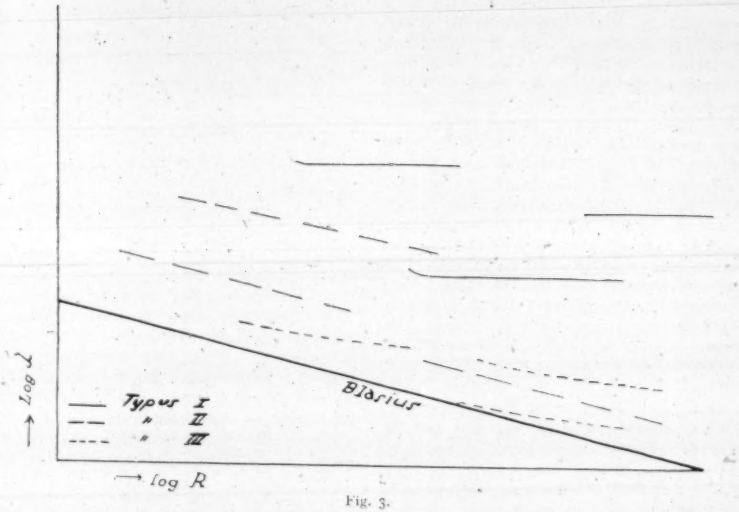


Fig. 3.

Es liegt zunächst nahe, anzunehmen, daß dieses Abgehen vom Blasiusgesetz: Widerstand $\sim u^{1,75}$ nach dem quadratischen Gesetz hin im Zusammenhang steht mit der mikroskopischen Wandrauhigkeit, nicht den längeren weicheren Wellen wie oben, sondern den kleineren schärferen „Zacken". Dafür spricht das quadratische Widerstandsgesetz aller Rohre mit schärferen Rauhigkeiten (Hopf, l. c., Fig. 2, 5 a u. 5 b), die Versuche von Ombeck[1]) mit angeätzten Rohren, die ein ganz ähnliches Abgehen vom einfachen Potenzgesetz bei entsprechend niedrigeren R-Werten zeigen, und der ähnliche Verlauf der λ-Kurven rauherer gezogener Metallrohre (Hopf, l. c., Fig. 4, vgl. auch unsere Fig. 3, Typus III). „Welligkeit" und „Rauhigkeit" zusammen, mit den ihnen als Individuen zukommenden Widerstandskurven, müssen sich schließlich in den λ-Kurven der Rohre widerspiegeln. Insofern erscheinen die drei Typen, wie sie Hopf nach den verschiedenen λ-Bildern aufgestellt hat und die ich in Fig. 3 schematisch wiedergegeben habe (I = scharfe Rauhigkeit, II = Welligkeit, III = gezogene Metallröhren), durchaus als Glieder eines Ganzen. Insbesondere zeigen die λ-Kurven seiner Type III (gezogene Metallrohre, allmählicher Übergang vom 1,75- zum quadratischen Potenzgesetz) den Übergang vom „welligen" zum „rauhen" Rohr.

1) H. Ombeck, Druckverlust strömender Luft in geraden zylindrischen Rohrleitungen. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurwes. 158/159, S. 33, 1914.

Im Sinn einer solchen Betrachtung wird man auch bei technisch „glatten" Rohren mit Abweichungen der λ-Kurven untereinander zu rechnen haben, so daß dem Rohr mit der höheren mikroskopischen Rauhigkeit der höhere Widerstand zukommt. Zu erwarten steht dies erst bei verhältnismäßig hohen R-Werten, wo die Grenzschichtdicke von der Größenordnung der Rauhigkeit wird[1]) oder — etwas anders betrachtet — wenn die Steigerung in der Kennziffer (Reynoldsschen Zahl) der individuellen Rauhigkeiten eine merkliche Änderung ihres Widerstandsgesetzes bedingt. Daß wir in den bisher beobachteten Abweichungen vom Blasiusschen Gesetz schon diesen Einfluß zu sehen hätten, dagegen spricht folgendes: Eine theoretische Abschätzung der Grenzschichtdicke[1]) liefert für sie Proportionalität mit dem Radius bei gegebener Reynoldsscher Zahl; ebenso gehören zu einer bestimmten Kennziffer eines gegebenen Rauhigkeitselements Reynoldssche Zahlen (des Rohres), die sich ungefähr umgekehrt wie die Radien verhalten[2]). Man wird

1) Vgl. L. Schiller, l. c. S. 5 (vor der in diesem Zusammenhang von Jakob und Erk als einzigen zitierten englischen Arbeit, Engineering 116, 70, 1923, erschienen).

2) Ist ε die Rauhigkeit, so ist die Kennziffer

$$R_\varepsilon = \frac{\varepsilon \cdot u_{max} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{r}\right)^{1/n}}{\nu} = \frac{r \cdot u_{max}}{\nu} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{r}\right)^{\frac{n+1}{n}} \sim R \cdot \left(\frac{\varepsilon}{r}\right)^{\frac{n+1}{n}},$$

also in dem kritischen Gebiet, wo die mikroskopische Rauhigkeit anfängt mitzusprechen, auf merkliche Abhängigkeit vom Radius insofern rechnen dürfen, als die engeren Rohre schon bei kleineren R-Werten diesen Einfluß zeigen sollten. Hiervon ist jedoch in dem bisherigen Beobachtungsbereich nichts Sicheres zu bemerken. Die Kurven verlaufen auch jenseits des Blasiusschen Gebietes noch gut parallel, teilweise fallen sie für sehr verschiedene Radien praktisch zusammen (bei Stanton Durchmesser von 0,7 bis 12,6 cm). Demnach hätten wir also in diesem (von Blasius abweichenden) Kurvenverlauf und nicht in dem Blasiusschen Gesetz das Grenzgesetz des „glatten" Rohres zu sehen, das lediglich durch Welligkeit eine gewisse Verschiebung erführe, und den Einfluß der kleinen Rauhigkeiten erst bei noch größeren R-Werten zu erwarten.

Daß sich das Widerstandsgesetz der einzelnen Rauhigkeit in den λ-Kurven ausprägt und bei gegebener Rauhigkeit und veränderlichem Radius charakteristische Stellen der λ-Kurve sich gesetzmäßig verschieben, läßt sich schön an dem Versuchsmaterial von Fromm[1]) zeigen. Sowohl für Drahtnetzwandbelag als auch für Waffelblechwandung zeigen dort die λ-Kurven zunächst starken Abfall der λ-Werte, dann nach Durchgang durch ein (mehr oder weniger scharf ausgeprägtes) Minimum Übergang zur Horizontalen, d. h. zum quadratischen Gesetz, ganz ähnlich dem Widerstandsgesetz für Kugel und Zylinder. Als charakteristische Stelle wollen wir das jeweilige Minimum betrachten. Es muß bei den verschiedenen Radien jeweils so liegen, daß die Kennziffer der Rauhigkeit dieselbe wird. Nach der (Anm. 2, S. 477) gegebenen Ableitung ist dies dann der Fall, wenn die R-Werte sich verhalten wie die Werte $r^{\frac{(n+1)}{n}}$, etwa $r^{3/2}$. In der folgenden Tabelle ist für beide Rohre angegeben: der hydraulische Radius r, die Lage R des Minimums, die Verhältnisse R_2/R_1 usw. und $(r_2/r_1)^{3/2}$ usw.

Wenn die Übereinstimmung der beiden Verhältniszahlen auch keine völlige ist, so zeigt sie doch im ganzen die Gültigkeit des gesetzmäßigen Zusammenhangs. Die Kennziffern der Rauhigkeiten für die Minimalwerte von λ ergeben beim Drahtnetz ca. 120, beim Waffelblech 700 (jeweils aus der ersten Zeile der Tabelle nach

	r_{mm}	R	R_2/R_1	$(r_2/r_1)^{3/2}$
Drahtnetz	10,65	4000	1	1
	15,87	10000	2,5	1,6
	20,02	12000	3,0	2,1
	23,97	8000	2,0	2,5
	26,00	10000	2,5	2,8
	28,77	16000	4,0	3,1
	31,53	17500	4,4	3,4
Waffelblech	13,5	6000	1	1
	18,0	9000	1,5	1,4
	23,45	13000	2,2	1,9
	29,22	14000	2,3	2,4

Anm. 2, S. 477 berechnet). Dies stimmt mit dem Minimum beim Zylinder, das etwa bei $R = 1000$ liegt, immerhin soweit überein, daß es der gemachten Annahme jedenfalls nicht widerspricht. Ob über solche Beziehungen hinaus sich die Reibung an der rauhen Wand nach einem von v. Kármán[1]) erörterten Gedanken „lediglich als ein Mittelwert des Formwiderstandes der einzelnen Erhebungen" wird darstellen lassen, bleibe dahingestellt.

1) Th. v. Kármán, Über die Oberflächenreibung von Flüssigkeiten. Vorträge aus dem Gebiet der Hydro- und Aerodynamik (Innsbruck 1922), S. 165. Berlin 1924.

Leipzig, Physikal. Institut der Universität, 14. Juni 1925.

(Eingegangen 14. Juni 1925.)

d. h. für gleiche K_i verhalten sich die zugehörigen R wie $r^{3/2}$ (nach dem früheren Kármán-Prandtlschen Ansatz der Geschwindigkeitsverteilung) oder wie $r^{2,3}$ nach der neuerdings von Prandtl (Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. **5**, 137, 1925) bei großen R angenommenen Geschwindigkeitsverteilung.

1) Fromm, l. c., Fig. 11 u. 17.

Bemerkung zu den Magnetisierungszahlen seltener Erden.

Von Stefan Meyer.

In dieser Zeitschrift[1]) wurden vor kurzem neuere Zahlenangaben über obige Konstanten gemacht. Seither hat G. Ortner im Wiener Radium-Institut die benutzten Präparate großenteils durch röntgenspektrographische Aufnahmen bezüglich ihrer Reinheit überprüft und bei einzelnen von ihnen Beimischungen der Nachbarelemente festgestellt. Da mich G. v. Hevesy freundlichst darauf aufmerksam gemacht hat, daß von ihm benutzte Europiumpräparate noch relativ viel Gadolinium enthalten haben, wurde auf dieses Element besonders geachtet. Im Hinblick auf die Schlüsse, welche von seiten der Magnetonentheoretiker aus derartigen Zahlen gezogen werden können, sei daher ergänzend bemerkt, daß von den von mir (und an Präparaten gleicher Herkunft auch von B. Cabrera) untersuchten Elementen

Yb noch ca. 5 Proz. *Cp* enthalten haben dürfte, daher $k \cdot 10^6 =$ ca. 9,3 statt 8,8 und im

1) Physik. Zeitschr. **26**, 51, 1925.

Sinne Cabreras die Zahl der Weißschen Magnetonen 23 statt 22,5 zu setzen wäre; *Eu* noch ca. 5—6 Proz. *Gd* enthielt, daher $k \cdot 10^6 =$ ca. 4,2 statt 5,6 zu wählen ist (Weißsche Magnetonenzahl 15,5 statt 18).

Tu und *Tb* enthielten zwar auch Nachbarelemente, ersteres etwa 3—4 Proz. *Yb* und *Er*, letzteres etwa 5 Proz. *Gd* und 5 Proz. *Dy*, doch kompensieren sich diese Beimischungen in erster Annäherung in ihren magnetischen Wirkungen, so daß die angegebenen Magnetierungszahlen beibehalten werden können.

Wien, 1. Juli 1925.

(Eingegangen 4. Juli 1925.)

BESPRECHUNGEN.

Th. v. Kármán und T. Levi-Civita, Vorträge aus dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik (Innsbruck 1922). Gr. 8°. IV u. 251 S., m. 98 Abb. Berlin, Julius Springer. 1924. M. 13.—, geb. M. 14.—.

Der vorliegende Sammelband enthält die Vorträge auf der Innsbrucker Aerodynamikertagung im September 1922. Es war dies wohl der erste gelungene Versuch nach dem Kriege, eine, wenn auch kleine, so doch tatsächlich internationale wissenschaftliche Tagung zustande zu bringen, ein Versuch, um dessen Gelingen sich auf deutscher Seite v. Kármán, auf italienischer Levi-Civita besonders verdient gemacht haben. (Daß damit ein gutes Samenkorn gepflanzt wurde, beweist die inzwischen 1924 in Delft abgehaltene Mechanik-Tagung.)

U. Cisotti (Mailand) berichtet „Über den Anteil Italiens an dem Fortschritt der klassischen Hydrodynamik in den letzten fünfzehn Jahren" (mit ausführlichem Literaturverzeichnis). L. Prandtl (Göttingen) spricht „Über die Entstehung von Wirbeln in der idealen Flüssigkeit, mit Anwendung auf die Tragflügeltheorie und andere Aufgaben" (nicht stationäre Strömung, Bewegungsbeginn einer Tragfläche). E. Trefftz (Dresden) gibt eine geschlossene Darstellung der Prandtlschen Tragflächen- und Propellertheorie. C. Wieselsberger (Göttingen) berichtet über die zugehörigen Göttinger Versuchsergebnisse. V. Bjerknes (Bergen) zeigt Beziehungen der neuen Tragflügeltheorie zu seiner und seines Vaters „Theorie der hydrodynamischen Fernkräfte". E. Pistolesi (Rom) zeigt die Erfolge der Anwendung der neuen Tragflügeltheorie für die Theorie der Luftschrauben. T. Levi-Civita (Rom): Über die Transportgeschwindigkeit in einer stationären Wellenbewegung (rechtwinkliger Kanal, ebenes Problem). V. W. Ekman (Lund): Dynamische Gesetze der Meeresströmungen (behandelt ausschließlich nichtperiodische Strömungen). J. Th. Thysse (im Haag): Berechnung von Gezeitenwellen mit beträchtlicher Reibung. In einem knappen Vortrag schält C. W. Oseen (Upsala) den Kern seiner interessanten Hydrodynamik heraus: „Die analytische Theorie der Bewegungsgleichungen einer inkompressiblen Flüssigkeit". Anschließend gibt v. Kármán Kenntnis über die tatsächlich nicht stationären Strömungsformen hinter einer Kugel, wie sie in Aachen bei großen Re-Werten mit Aluminiumpulver sichtbar gemacht wurden. W. Heisenberg (München) skizziert seine Untersuchungen zum Turbulenzproblem (inzwischen ausführlich in den Annalen erschienen). J. M. Burgers (Delft) einen Versuch zur Abschätzung des turbulenten Strömungswiderstandes. Th. v. Kármán (Aachen) spricht „Über die Oberflächenreibung von Flüssigkeiten" und bringt hier, insbesondere im Teil „Einfluß der Rauhigkeit", manches über seine aus der Zeitschrift für angew. Math. und Mechanik bekannten Untersuchungen Hinausgehende. Versuche von G. Kempf (Hamburg) „Über den Reibungswiderstand rotierender Scheiben" zeigen gute Übereinstimmung mit den nach v. Kármán errechneten Widerstandswerten. M. Panetti (Turin): „Laboratoriumsmessungen über das Dämpfungsmoment bei kleinen Schwingungen eines Flugzeugs". L. Hopf (Aachen) spricht „Über die Dynamik der Flugzeuge", zu der er selbst sehr wesentliche Beiträge geliefert hat. R. Verduzio (Rom) gibt ein graphisches Verfahren zur „Bestimmung der Kennlinien für den Abflug von Wasserflugzeugen auf Grund hydrodynamischer Versuche". A. G. v. Baumhauer (Amsterdam) gibt einen „Beitrag zur Frage der Hubschrauber" (Motorflug, Gleitflug). G. Zerkowitz (München): „Über Die Strömung mit Überschallgeschwindigkeit" (insbesondere Turbinenproblem). D. Thoma (München) zeigt die „Hydrodynamik der Wasserturbine" im Lichte der Erfahrungen mit Tragflügeln und gleichzeitiger Benutzung der Prandtlschen Theorie. Ein Aufsatz von E. Witoszynski (Warschau): „Über Strahlerweiterung und Strahlablenkung" beschließt den inhaltreichen Band.

Kaum ein Gebiet der modernen Hydro- und Aerodynamik gibt es, das hier nicht zu Wort gekommen ist. Deswegen und besonders auch wegen der Annehmlichkeit, die wichtigsten, manchmal schwer zugänglichen Ergebnisse anderer Länder hier in deutschen vorzüglichen Übersetzungen gesammelt vorzufinden, wird sich der Sammelband in Interessentenkreisen sicher viele Freunde erwerben. L. Schiller.

W. Ostwald, Farbkunde. Ein Hilfsbuch für Chemiker, Physiker, Naturforscher, Ärzte, Physiologen, Psychologen, Koloristen, Farbtechniker, Drucker, Keramiker, Färber, Weber, Maler, Kunstgewerbler, Musterzeichner, Plakatkünstler, Modisten. (Chemie und Technik der Gegenwart, Bd. I.) 8°. 313 S. Mit 40 Abbildungen und 4 Tafeln. Leipzig, S. Hirzel. 1923. M. 9.—, geb. M. 11.—.

Das Buch wendet sich, wie im Titel angegeben ist, an einen sehr verschiedenen Leserkreis, in erster Linie aber an den Chemiker und setzt dementsprechende physikalische Kenntnisse voraus. Im Gegensatz zu den meisten früheren Veröffentlichungen auf diesem Gebiete gibt der Verfasser hier einen

ziemlich umfassenden Überblick über die ganze Farbkunde, wobei allerdings Fragen, die zu seinem System und dessen Anwendung in keiner direkten Beziehung stehen, nur kurz gestreift oder ganz übergangen werden. Innerhalb dieser Grenze, die er sich gesteckt hat, weiß er in glücklicher Weise die Mitte zwischen all zu großer Breite und Gründlichkeit, die ermüdend wirken könnte, und zu knapper Zusammenfassung, die das Verständnis erschwert, einzuhalten. Auf einen kurzen historischen Überblick über die Entwicklung der Farbkunde und der Farbsysteme folgt ein nur 11 Seiten umfassendes Kapitel der optischen Grundlagen, soweit sie hier in Betracht kommen. Dem Physiker wird selbstverständlich hier nichts Neues geboten. Eine der wichtigsten Grundprinzipien der Farbkunde bildet das Fechnersche Gesetz, das im folgenden Kapitel „Der Vorgang des Sehens" eingehend besprochen wird. Zu dem seit Jahrzehnten geführten Kampf zwischen der Helmholtzschen Dreifarbenlehre und der Heringschen Vierfarbenlehre nimmt der Verf. keine Stellung, da diese rein physiologische Frage für das, was er unter Farbkunde versteht, belanglos ist. Die nächsten Kapitel sind dem Ostwaldschen Farbsystem, der Lehre von den Vollfarben und dem Farbenkörper, die aus früheren Publikationen bekannt ist, und die vom Verfasser in keiner Weise verändert oder weiter entwickelt worden ist, gewidmet. In dem Abschnitt „Messung der Farben" vermißt man Angaben über die Genauigkeit seiner Filtermethode, die bekanntlich einen Anspruch auf physikalische Präzision weder machen kann noch will, die aber für die Praxis im allgemeinen genügen mag. Klarheit in dieser Beziehung wäre den Zielen, die sich der Verf. gesteckt hat, nur förderlich; denn gerade die Zweifel an der Zuverlässigkeit dieser Methode wirken in der Technik vielfach hemmend auf die Ausbreitung der Ostwaldschen Lehre. Für den Physiker von besonderem Interesse ist der nächste Abschnitt, der die physikalisch-chemischen Verhältnisse in sehr klarer und ausführlicher Weise behandelt. Neben den einfachen Gesetzen der additiven Mischungen, findet man hier die viel verwickelteren und bisher wenig bekannten der subtraktiven Mischungen, die auf wichtige Spezialfälle angewandt werden, ferner Angaben über die physikalisch-chemischen Eigenschaften der am meisten verwendeten Farbstoffe und Bindemittel. Die in technischer wie künstlerischer Beziehung bedeutsame Frage des Kontrastes wird ebenso wie die Physiologie des Auges im folgenden Abschnitt ziemlich kurz erörtert. Den Schluß des Buches bildet die vielumstrittene Ostwaldsche Theorie der Farbharmonie. Auch der Leser, der sich nicht in allen Punkten den Ansichten des Verf. anschließt, wird aus diesem Abschnitt reiche Anregung schöpfen und die Überzeugung gewinnen, daß hier sehr bedeutsame Prinzipien einer wissenschaftlich begründeten Farbästhetik gegeben sind. Dieser Eindruck wird durch den Anblick der drei vorzüglichen farbigen Tafeln, die aus handgemalten genormten Farbblättchen hergestellt sind, und die eine direkte Prüfung der wichtigsten Ostwaldschen Lehrsätze an einigen Beispielen gestatten, wesentlich verstärkt.

Seitz.

Tagesereignisse.

III. Deutscher Physikertag in Danzig. Der dritte Deutsche Physikertag findet in der Zeit vom Freitag, den 11. bis Mittwoch, den 16. September 1925 in Danzig statt.

Vorläufige Zeiteinteilung.

Freitag, den 11. September nachmittags: Allgemeine Sitzung. Begrüßungsansprachen und allgemeine Vorträge.

Sonnabend, den 12. September: Abteilungssitzungen. Vormittags: Reine Physik. Nachmittags: Technische Physik.

Sonntag, den 13. September vormittags: Geschäftssitzungen.

Montag, den 14. September vormittags: Gemeinsame Sitzung. Nachmittags: Parallel-Sitzungen beider Abteilungen.

Dienstag, den 15. September: Abteilungssitzungen. Vormittags: Technische Physik. Nachmittags: Reine Physik.

Mittwoch, den 16. September: Parallel-Sitzungen beider Abteilungen.

Die Beschaffung des polnischen Visums zur unmittelbaren Bahnfahrt nach Danzig wird möglichst erleichtert werden. Bei der Bahnfahrt mit einem Korridorzug nach Marienburg und von dort mit Kleinbahn oder Autoomnibus nach Danzig ist ein polnisches Visum nicht erforderlich. Im übrigen ist die Tagung so gelegt, daß die Hin- und Rückreise auch über See von Swinemünde aus ohne polnisches Visum erfolgen kann. Die Seereise wird besonders empfohlen. Genaue Angaben über alle Reise- und Paßfragen folgen im vorläufigen Programm.

Die Deutsche Gesellschaft für technische Physik hat beschlossen, nur solche Vorträge zuzulassen, deren Manuskript vor der Tagung dem Schriftleiter oder dem Herausgeber der Zeitschrift für technische Physik zur Veröffentlichung übergeben wird, weil nur so ein schnelles Erscheinen des geplanten Sonderheftes der Zeitschrift möglich ist.

Die Fachgenossen, welche an der Tagung teilzunehmen beabsichtigen, werden gebeten, dies unverbindlich auf Postkarte an Herrn Prof. C. Ramsauer, Danzig-Langfuhr, Techn. Hochschule, mitzuteilen, damit die nötigen Vorbereitungen für die Tagung in ausreichendem Maße getroffen werden.

Die Schriftleitung der Physikalischen Zeitschrift bittet die Herren Vortragenden, Manuskripte der Vorträge aus dem Gebiet der reinen Physik, wenn möglich schon vor der Tagung, an die Adresse der Redaktion zu senden.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Prof. Dr. J. Houben, Regierungsrat und ord. Mitglied der Biologischen Reichsanstalt Dahlem, a. o. Prof. der Universität Berlin zum Oberregierungsrat.

Angebote.

Wir suchen
zu möglichst baldigem Eintritt

PHYSIKER
oder
INGENIEUR

mit elektrotechnischen Kenntnissen und englischen und französischen Sprachkenntnissen für die Literaturbearbeitung. Angebote mit Lebenslauf, Zeugnisabschriften, Gehaltsforderungen und möglichst Lichtbild erbeten unter Kennwort „Patent" an die

Angestellten-Vermittlungsstelle bei den Direktionen der Siemensfirmen, Verwaltungsgebäude, Berlin-Siemensstadt

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

MAX KOHL A.-G.

Physikalische Apparate

Demonstrations - Rundfunk - Empfangs - Apparate
Oelluftpumpen und Gebläse
Längen- und Kreisteilmaschinen
Komparatoren ✳ Funkeninduktoren
Megadiaskope ✳ Verdunkelungen
Experimentier-Schalttafeln
Laboratorienmöbel

Max Kohl A.-G. Chemnitz 4

Gründungsjahr 1876

Der Kauf von physikalischen Apparaten ist Vertrauenssache!

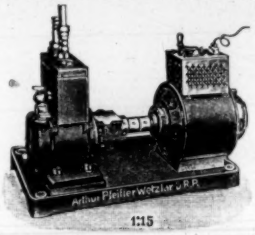
Pfeiffer's

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

1:20

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in **10 Sek.** vom Vorvakuum ab.
Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.



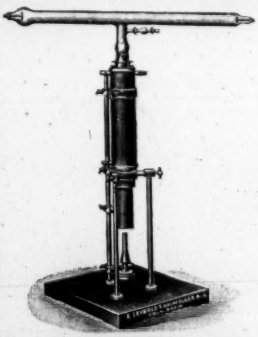
1:15

Rot. Kammer-Öl-Luftpumpe D. R. P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall
nach Prof. Gaede
D. R. P. und Auslandspatente


$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm
„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.